

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences
de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

J. DUBOIS

1^{re} THÈSE : Contribution à l'étude de l'ombre de la terre.

2^e THÈSE : La surface lunaire.

Soutenues le 21 octobre 1950 devant la Commission d'Examen :

MM. CABANNES, *Président.*

KASTLER	} <i>Examineurs</i>
QUENEY	
DUFAY	

SERVICE DES PUBLICATIONS DU C. N. R. S.

13, Quai Anatole France

PARIS 7^e

1950

1950

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences
de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

J. DUBOIS

1^{re} THÈSE : Contribution à l'étude de l'ombre de la terre.

2^e THÈSE : La surface lunaire.

Soutenues le 21 octobre 1950 devant la Commission d'Examen :

MM. CABANNES, *Président.*

KASTLER
QUENEY
DUFAY } *Examineurs*

SERVICE DES PUBLICATIONS DU C. N. R. S.

13, Quai Anatole France

PARIS 7^e

1950

UNIVERSITÉ DE PARIS

FACULTÉ DES SCIENCES

Doyen. M. A. CHATELET

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	H. CARTAN	T	Calcul différentiel.
A. DENJOY	T	Théorie des fonctions et Topologie.	SCHAEFFER	T	Physiologie des fonctions.
L. LUTAUD	T	Géographie physique et géologie dynamique.	LAFFITE	T	Chimie (P. C. B.).
E. DARMOIS.	T	Enseignement de Physique.	FAVARD.		Calcul des probabilités et Physique-Mathématique.
Robert LÉVY	T	Physiologie comparée.	COULOMB	T	Physique du globe.
Henri VILLAT	T	Mécanique des fluides et applications.	M ^{lle} COUSIN.	T	Biologie animale (P. C. B.).
M ^{me} RAMART-LUCAS	T	Chimie organique.	CHRÉTIEN.		Chimie (P.C.B.).
FOCH.	T	Mécanique physique et expérimentale.	DRACH		Zoologie.
PAUTHENIER	T	Électrotechnique générale.	KASTLER.		Physique.
Louis DE BROGLIE.	T	Théories physiques.	CHATELET	T	Arithmétique et théorie des nombres.
JOB	T	Chimie générale.	EPHRUSSI.	T	Génétique.
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.	WURMSER	T	Biologie physico-chimique.
COMBES.	T	Physiologie végétale.	BAUER	T	Chimie-Physique.
GARNIER	T	Géométrie supérieure.	RIVIÈRE		Géologie (P.C.B.).
Joseph PÉRÈS.	T	Mécanique rationnelle.	GAUTHERET.		Biologie Végétale (P.C.B.).
HACKSPILL	T	Chimie minérale.	LUCAS		Physique.
LAUGIER	T	Physiologie générale.	A. THOMAS		Évolutions des êtres organisés.
TOUSSAINT	T	Technique aéronautique.	ARNULF		Optique appliquée.
M. CURIE.	T	Physique (P. C. B.).	MAX MORAND.		Physique.
G. RIBAUD	T	Hautes températures.	SOLEILLET		Physique.
CHAZY	T	Mécanique analytique et mécanique céleste.	FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.
CROZE	T	Physique théorique et physique céleste.	DANJON	T	Astronomie.
DUPONT	T	Théories chimiques.	FROMAGEOT	T	Chimie Biologique.
VALIRON	T	Calcul différentiel et calcul intégral.	LAPORTE	T	Physique générale et Radio-activité.
BARRABÉ	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	JANET		Mathématiques générales.
VAVON	T	Analyse et mesures chimiques.	PETIT	T	Biologie maritime.
G. DARMOIS.	T	Mathématiques générales.	QUÉNEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
Jacques BOURCART.	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	GALLIEN		Biologie animale (P.C.B.).
AUBEL	T	Chimie biologique.	EICHHORN		Biologie végétale (P.C.B.).
M ^{me} JOLIO-CURIE.	T	Physique générale et Radio-activité.	DE CUGNAC.		Biologie végétale (P.C.B.).
PLANTEFOL	T	Botanique.	LAVAL		Physique (P.C.B.).
CABANNES.	T	Recherches physiques.	M ^{lle} CAUCHOIS.		Chimie-Physique.
GRASSÉ.	T	Zoologie (Évolution des êtres organisés).	THELLIER.		Physique du Globe.
PRÉVOST	T	Chimie organique.	AUDUBERT		Électrochimie.
BOULIGAND	T	Application de l'analyse à la Géométrie.	L'HÉRITIER.		Génétique.
CHAUDRON	T	Chimie.	JUNG		Pétrographie.
WYART.	T	Minéralogie.	TRILLAT.		Physique (P. C. B.).
TEISSIER	T	Zoologie.	WIEMANN.		Chimie (P. C. B.).
MANGENOT	T	Biologie végétale	LICHNEROWICZ.		Mathématiques.
P. AUGER.	T	Physique quantique et relativité.	JACQUINOT		Physique (P. C. B.).
MONNIER		Physiologie générale.	VASSY		Physique de l'Atmosphère.
PIVETEAU.	T	Géologie.	DESTOUCHES.		Théories Physiques.
ROCARD	T	Physique.	GRIVET.	T	Radio Électricité.
			PONCIN		Mécanique des fluides.
			THIRY	T	Mécanique appliquée.
			DUBREIL		Mathématiques générales.
			QUELET.		Chimie (P. C. B.).
			CAGNIARD.		Géophysique appliquée.
			CHAMPETIER.		Chimie appliquée.
			CUVILLIER.		Géologie structurale et Géologie appliquée.
			PRUVOST.	T	Géologie.

Secrétaire. Ch. MONIER.



A MES MAÎTRES

A MA MÈRE

Avec toute mon affection.
Témoignage de ma reconnaissance
pour tous ses sacrifices.

A MON PÈRE

A MA FEMME

A MES ENFANTS

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE L'OMBRE DE LA TERRE

par Jean DUBOIS

PREMIÈRE PARTIE

SOMMAIRE. — *Présentation du phénomène appelé « Ombre de la Terre ». Étude spectrophotométrique de ce phénomène de 4 000 Å à 8 600 Å. Courbes donnant la variation de la brillance du ciel anti-crépusculaire : 1° en fonction de la longueur d'onde, à hauteur constante ; 2° en fonction de la hauteur du point observé, pour une longueur d'onde donnée.*

On montre que l'Arche anti-crépusculaire doit être attribuée à l'absorption sélective de l'ozone (bande de Chappuis).

ABSTRACT. — *The phenomenon called « Earth Shadow », occurring during twilight at the opposite of the sun, is studied in the present Memoir.*

This first part contains a spectrophotometric work on the Earth Shadow, from the wave length 4 000 Å to the wave length 8 600 Å.

Curves giving the brightness of anti-crepuscular sky are established : on the one hand, in function, of the wave length for a given height above the horizon, and, on the other hand in function of the height for a constant wave length. The observations are always made in a vertical plane holding the sun.

From these curves, the author shows that Earth Shadow, or more exactly « Anti-crepuscular Arch » is only caused by selective absorption of ozone, for waves lengths corresponding to the Chappuis band.

INTRODUCTION

Les arcs crépusculaires du côté du soleil, très brillants et richement colorés, ont surtout attiré l'attention des observateurs.

Pourtant, l'horizon opposé est le siège d'un imposant et curieux phénomène, appelé couramment « Ombre de la Terre », ou encore « Arche anticrépusculaire », ou « Montée de la Nuit ».

On avait l'habitude d'y voir la projection du cône d'ombre de la terre sur son atmosphère, ce qui justifiait les appellations ci-dessus.

Le présent travail a pour but de présenter de nouvelles vues sur ce sujet.

Aspect du ciel vers l'Antisoleil.

Observons, par exemple, au moment du coucher du soleil.

Dès que la hauteur apparente de cet astre devient inférieure à deux degrés environ, une zone gris bleuté surgit au-dessus de l'horizon Est, s'élève lentement comme le soleil descend, tout en devenant d'un bleu de plus en plus foncé ; elle

finit par dessiner un vaste arc surbaissé, formant précisément ce que l'on appelle l' « Ombre de la Terre ».

Une belle frange pourpre borde supérieurement cet arc, contrastant remarquablement avec sa teinte bleue.

A mesure que le crépuscule s'avance, l'arche anticrépusculaire monte et se développe encore dans le ciel, tout en pâlisant progressivement.

Quelques minutes après le coucher du Soleil on distingue sous l'arche une zone blanchâtre, assez brillante, dénommée « Albe » par DURAND-GRÉVILLE.

C'est cette lumière d'Albe qui rééclaire les nuages et les sommets des montagnes pendant toute la durée du crépuscule. Ce dernier phénomène a été très observé en Suisse, sur les Alpes (d'où le nom de « Rééclairage » ou « Recoloration des Alpes » qu'il porte parfois).

L'Arche disparaît de 28 à 32 minutes après le coucher du Soleil, suivant la saison. La limite entre le ciel et l'arche s'estompe, et on n'observe plus alors que l'albe, qui s'éteint graduellement sans qu'on puisse assigner une heure précise à son extinction (de 40 à 45 minutes après le coucher du Soleil).

Au lever du Soleil, les mêmes phénomènes se déroulent en sens inverse.

Les photographies de la figure 1 (voir planche) montrent cinq phases de l'évolution des phénomènes anticrépusculaires.

C'est environ quinze minutes après le coucher du soleil (ou avant son lever) que ces phénomènes sont les plus spectaculaires.

On remarque alors, de bas en haut,

— l'Albe,

— l'Arche anticrépusculaire (couleur bleu foncé ou même assez souvent bleu indigo),

— les rayons roses (ou lumière pourpre) qui la bordent, d'étendue et d'intensité très variables,

— enfin, le ciel bleuté, au-dessus.

Historique des observations,

Les premières observations de l'Ombre de la Terre sont assez anciennes, mais faites incidemment au cours d'observations de phénomènes crépusculaires, du côté du Soleil. Ce n'est que beaucoup plus tard qu'on peut relever des études particulières sur ce sujet.

H. B. DE SAUSSURE [1] donne le premier quelques détails sur l'Ombre de la Terre. Après lui on peut citer :

NECKER DE SAUSSURE [2], BRAVAIS [3], puis WOLF (de Berne) [4], qui a étudié en détail le phénomène de l' « Alpenglühen » ou « rééclairage des Alpes », conséquence de l'Albe.

Ces dernières observations furent reprises en 1869 par HEIM (de Zurich) [5],



N° 1. — L'Albe et l'Arche au moment de sa formation 5 h 1 m.



N° 2. — L'Albe et l'Arche 5 h 8 m.



N° 3. — L'Albe et l'Arche 5 h 16 m.



N° 4. — L'Albe et l'Arche 5 h 18 m.



N° 5. — L'Arche au moment du lever astronomique du soleil 5 h 28 m.

FIG. 1. — Clichés du 6 Septembre 1946 (Pic-du-Midi).
Plaques " Lumière Micro-panchro " — Filtre W 25 A — Heures en T. U.

qui expliqua le phénomène du rééclairage des Alpes au moyen d'une réflexion spéculaire des rayons solaires vers 80 km d'altitude, ce qui aujourd'hui ne saurait être accepté.

HELLMAN [6], puis RIGGENBACH [7] s'occupent de nouveau des phénomènes crépusculaires. On doit en particulier à Riggenbach une première étude précise des lumières pourprées (côtés soleil et anti-soleil), suivie d'une théorie inadmissible aujourd'hui.

Viennent ensuite les observations de DUFOUR [8], puis les travaux de MARCHAND [9] et d'ESCLANGON [10].

La question est reprise par DURAND-GRÉVILLE [11] qui attribue toujours l'arche anticrépusculaire à la projection du cône d'ombre de la Terre sur les brumes ou les couches successives de l'atmosphère, c'est-à-dire assimile ce phénomène à l'ombre d'une montagne ou d'un nuage.

DURAND-GRÉVILLE a eu le mérite de faire de très nombreuses observations en divers lieux (plaine et montagne) et sous diverses latitudes (de Rome à Upsala), pour montrer la généralité du phénomène et détruire nombre de théories émises antérieurement faisant intervenir des conditions locales.

Cet observateur s'est particulièrement occupé de l'albe qu'il attribue à un cône de rayons lumineux pénétrant à l'intérieur du cône d'ombre de la terre. Ces rayons lumineux auraient subi une réflexion spéculaire (comme le voulait Heim), mais sur une couche plus basse, la couche d'inversion de température comprise entre 11 et 15 km d'altitude. Bien que cette couche existe réellement, la réflexion spéculaire est impossible ; la variation d'indice, due au faible relèvement de température interdit tout phénomène de mirage.

GRUNER [12] et [13] reprend une étude d'ensemble des phénomènes crépusculaires, du point de vue observation, comme du point de vue théorique. Il a notamment fait calculer la valeur de l'éclairement du ciel crépusculaire en fonction de la hauteur de la direction d'observation et de la dépression solaire, et confronté les résultats des calculs aux données d'observation. Il est seulement regrettable que les calculs n'aient pas été effectués pour des distances zénithales de la direction d'observation supérieures, à 85 degrés (quelquefois même la limite est 80 degrés); je n'ai pu ainsi comparer les valeurs calculées par GRUNER aux miennes.

Avec ses observations GRUNER a établi de nombreuses courbes, montrant la variation de la hauteur des divers phénomènes crépusculaires et anticrépusculaires en fonction de la dépression solaire, et ceci à diverses époques de l'année. Les mesures de hauteur sont également accompagnées de côtes d'intensité.

J'attirerai surtout l'attention sur trois notes très intéressantes du R. P. CH. COMBIER [14].

L'une décrit l'ombre de la Terre à Ksara (Liban) et comporte un schéma explicatif.

La seconde concerne la photographie du phénomène.

La troisième précise divers points importants :

- a) l'arche et l'albe sont bien des phénomènes objectifs ;
- b) la réflexion spéculaire à laquelle DURAND-GEÉVILLE attribue l'albe reste à expliquer (j'ai indiqué plus haut qu'elle était impossible) ;
- c) les lueurs pourpres de l'anticrépuscule sont très variables et liées à l'état météorologique de l'atmosphère.

La seconde de ces notes mérite une attention particulière, et je m'y arrêterai plus longuement.

Photographie de l'Ombre de la Terre.

Après de nombreux essais, le R. P. COMBIER constata qu'on ne pouvait réussir à photographier l'Ombre de la Terre, qu'en utilisant des plaques panchromatiques et en fixant devant l'objectif de l'appareil un filtre jaune ou rouge.

Les émulsions infra-rouges, comme les orthochromatiques, ne lui ont donné aucun résultat.

En ce qui concerne l'échec des photographies en infra-rouge, le R. P. COMBIER suppose, dans sa note, que les plaques qu'il utilisa étaient peut-être altérées ou trop vieilles, fait qui aurait mérité une étude attentive.

Le R. P. COMBIER ne donne aucune interprétation de ces résultats, en apparence étonnants.

Premières observations spectrographiques.

Au cours d'un séjour à l'Observatoire du Pic du Midi, en juillet 1945, et profitant de la netteté particulière des phénomènes crépusculaires observables de cette station, je fis quelques spectres de l'« Ombre de la Terre ».

Malgré un spectrographe ouvert seulement à $f/12$, donc peu approprié à ce genre de recherches, je pus constater que l'arche anticrépusculaire résultait d'une forte absorption des radiations jaunes, orangées et rouges.

L'ozone atmosphérique surtout, avec la vapeur d'eau et l'oxygène (ces deux derniers gaz causant des effets plus faibles) étaient responsables de l'absorption observée.

Ces premiers résultats ont été décrits dans une note aux « Comptes Rendus » [15].

Ainsi, le rouge et le jaune étant absorbés, et probablement le vert affaibli, la teinte de l'arche tire sur un bleu plus ou moins profond.

L'absorption par l'ozone était bien moins marquée sur les spectres correspondant au ciel (principalement) et à l'albe.

Ce dernier phénomène se révèle très complexe et mérite une étude particulière.

Si l'arche anticrépusculaire est due à l'ozone, ce gaz cessant d'absorber la

lumière au delà de 7 500 Å, on ne doit pas constater de distinction entre les spectres de l'arche et du ciel au delà de cette limite.

J'ai obtenu quelques spectres de l' « Ombre de la Terre » sur plaques infra-rouges sensibles jusqu'à 8 600 Å.

Ces spectres (voir, plus loin, les figures 17, 18 et 19) ne montrent aucune variation brusque d'éclairement en infra-rouge pour les longueurs d'onde pratiquement supérieures à 7 300 Å, précisément au moment où l'absorption de l'ozone commence à être peu sensible.

L'échec du R. P. COMBIER dans ses essais de photographie infra-rouge de l' « Ombre de la Terre » est donc explicable.

Époques et lieux d'observation.

J'ai réalisé d'assez nombreuses observations de l' « Ombre de la Terre » en divers lieux et diverses époques :

a) à l'Observatoire du Pic du Midi, en :

Juillet	1945
Août-Septembre	1946
Juillet-Août	1947
Août-Septembre	1948

b) à l'Observatoire de Bordeaux, en :

Octobre-Novembre-Décembre 1946 : Observations isolées ;

Décembre 1947 : observations isolées ;

Janvier 1948 : observations isolées ;

Février à Juin 1948 : observations nombreuses, régulières et suivies, chaque fois que l'état du ciel a été favorable.

Dans une dernière note aux « Comptes Rendus » [16], j'ai donné un aperçu des résultats obtenus, qui ont été précisés et complétés par des observations ultérieures.

Ce travail va être développé ici.

Étude spectrophotométrique de l'Ombre de la Terre

CHAPITRE I

APPAREILS — MÉTHODES D'OBSERVATION ET DE RÉDUCTION

1. LE SPECTROGRAPHE.

A) *Caractéristiques de l'instrument.*

Il comporte : une fente courbe réglable, un collimateur, deux prismes de flint de 60° d'angle et d'indice voisin de 1,61, dont la section principale est un triangle équilatéral de 10 cm de côté ; un objectif de chambre projetant le spectre sur la plaque, inclinée d'une douzaine de degrés par rapport au plan normal au rayon moyen.

Les objectifs de collimateur et de chambre sont identiques, constitués chacun par un doublet achromatique à verres collés, de diamètre utile 55 millimètres et de distance focale égale à 225 millimètres.

Ils sont donc ouverts à $f/4$ très sensiblement.

La dispersion est de 140 Å par millimètre vers $0^\mu,6$ et de 35 Å par millimètre vers $0^\mu,4$.

Devant la fente se trouve un objectif de projection, centré sur l'axe optique du collimateur, dont le diamètre utile est 47 mm et la distance focale 105 mm. L'ouverture relative est donc $f/2,2$.

La longueur de la fente est 11 mm. Le champ embrassé en hauteur est de $5^\circ,8$; et, quel que soit le point de la fente considéré, l'objectif du collimateur est *toujours entièrement couvert* par le faisceau lumineux incident.

J'ai vérifié que si le spectrographe est dirigé vers un fond lumineux de brillance uniforme, la densité du spectre est uniforme sur toute sa largeur. Cette condition est absolument nécessaire ici, puisqu'il va falloir comparer les densités de l'arche à différentes hauteurs.

B) *Détails de construction.*

Un dispositif à glissières permet de déplacer le châssis contenant la plaque et de faire au moins cinq poses sur chacune d'entre elles.

Le spectrographe est porté par une platine de forme appropriée qui est arti-

culée sur un plateau assez lourd, reposant par 3 vis calantes sur un support spécial très stable.

Le plateau peut être rendu horizontal à l'aide d'un niveau à bulle.

Une vis télescopique, au pas de 3 mm, permet d'incliner la platine par rapport au plateau.

Le spectrographe peut ainsi être pointé en hauteur, cet appareil pivotant autour de deux charnières dont l'axe de rotation est perpendiculaire au plan contenant l'axe optique du collimateur.

Un cercle gradué, tournant avec le spectrographe, permet de repérer l'angle de l'axe optique du collimateur avec le plateau horizontal. Le vernier permettant les lectures d'angles est fixé au plateau.

La lecture de la graduation donne directement la hauteur du point visé.

Sur le cercle gradué est également monté un viseur sans optique, constitué par un tube de 50 cm de longueur comportant une croisée de fils métalliques à l'avant, et un œilleton d'un millimètre de diamètre à l'arrière.

Le cercle gradué et son vernier permettent de lire la minute, et le viseur d'utiliser cette précision, si elle était nécessaire.

2. CONDUITE DES OBSERVATIONS.

Une étude préalable a permis de connaître en fonction du temps écoulé entre le moment de l'observation et le coucher apparent du Soleil, la durée de la pose pour une largeur de fente donnée.

Si les premiers spectres peuvent être obtenus avec une fente assez fine de $1/10$ de millimètre de large, les derniers nécessitent une fente assez ouverte, si on veut que la durée de pose soit compatible avec l'évolution du phénomène.

Pour chaque spectre, on note, grâce à un bon chronomètre de marine, l'heure du début de la pose, et on lit sur le cercle gradué la hauteur du spectrographe, qui est celle du point du ciel projeté sur le milieu de la fente, donc occupant le centre du spectre.

Bien qu'en principe on puisse mesurer les angles à la minute près, la limite arche-ciel la plus tranchée ne peut être déterminée qu'au $1/10$ de degré près.

Les mesures de hauteur effectuées au viseur sont doublées, pour contrôle, à l'aide de mesures sur des clichés photographiques pris pendant les observations.

Pour chaque pointé, chaque cliché ou chaque spectre, on calcule, d'après l'heure notée, la dépression solaire correspondante, que je désignerai dans tout ce travail par ε .

Connaissant la hauteur α du point visé, il est facile de construire les courbes de montée de l'arche, de l'albe, ou des lumières pourpres anticrépusculaires, en fonction de la dépression ε .

3. ÉTALONNAGE DU SPECTROGRAPHE.

A) *Principe.*

On prend 4 à 5 spectres d'étalonnage par plaque, ou, si les plaques utilisées ont été découpées sur une plaque de plus grand format, un des fragments porte les spectres de comparaison, les autres ceux du phénomène étudié.

Le tout est alors développé dans le même bain.

Les spectres de comparaison sont obtenus à l'aide de la lumière solaire elle-même, convenablement affaiblie.

Ces spectres sont pris au moment où le Soleil passe au méridien, ce qui permet de tenir compte de l'absorption atmosphérique et de rapporter les densités spectrales à l'éclairement du Soleil hors de l'atmosphère.

B) *Réalisation pratique.*

Un héliostat à miroir aluminé renvoie la lumière solaire presque normalement à un écran de papier blanc placé devant le spectrographe.

L'axe collimateur-objectif de projection est lui-même presque normal au plan du papier blanc. Les angles des différents rayons lumineux par rapport à la normale à l'écran de papier sont toujours inférieurs à 3° .

Avec des valeurs aussi faibles, on peut prendre les cosinus égaux à 1, et même les puissances 2 ou 4 de ces cosinus. Il n'y a donc pas lieu de tenir compte de l'inclinaison des rayons.

Comme la brillance du papier blanc éclairé par le soleil est encore trop grande, et donne des spectres trop noirs, on affaiblit l'éclairement sur la plaque en diaphragmant l'objectif de projection, ou mieux, en plaçant devant lui un écran absorbant en gélatine « neutre », ou en combinant les deux procédés.

On utilise les mêmes temps de pose et largeurs de fente que lors des observations de l'ombre de la Terre. Ces spectres, de densité uniforme sur toute leur largeur, sont passés au microphotomètre enregistreur, d'où on déduit la densité spectrale D pour telle radiation que l'on veut.

Soit, maintenant, $B_{0\lambda}$ la brillance supposée uniforme du soleil hors de l'atmosphère, et f le facteur total d'affaiblissement produit tant par l'écran de papier blanc que par les diaphragmes ou écrans de gélatine teintée, placés devant l'objectif de projection du spectrographe. Tout se passe comme si celui-ci était éclairé par une source de brillance :

$$B_{\lambda} = f \cdot B_{0\lambda}.$$

Or, $B_{0\lambda}$ est lié à l'éclairement E_{λ} produit par le soleil aux confins de l'atmosphère terrestre par la relation :

$$E_{\lambda} = K \cdot B_{0\lambda}$$

K étant fonction du diamètre apparent du soleil (on a ici $K = 67,98 \cdot 10^{-6}$, $\log K = -4,168$). Des deux relations précédentes, on tire :

$$\frac{E_{\lambda}}{B_{\lambda}} = \frac{f}{K}.$$

A chaque valeur de f correspond une valeur de B_{λ} , donc de D , d'où possibilité de tracer la courbe d'étalonnage :

$$D = F \left(\log \frac{B_{\lambda}}{E_{\lambda}} \right) = F \left(\log \frac{f}{K} \right).$$

C) Détermination du facteur d'affaiblissement f .

a) Écran de papier blanc.

La brillance de cet écran éclairé normalement par le soleil a été comparée à la brillance de cet astre, d'une part avec le photomètre à œil-de-chat ⁽¹⁾ utilisé pour la photométrie de la Lune, d'autre part à l'aide d'un photomètre à cellule photoélectrique.

Premier cas. — On vise la feuille éclairée, placée suffisamment loin, en recevant sa lumière sur la partie libre de l'objectif du photomètre. La lumière directe du soleil ne pénètre dans l'appareil qu'après réflexion sur les prismes et traversée de l'œil-de-chat ; les prismes sont en combinaison vitreuse-vitreuse.

On compare donc l'image de la feuille éclairée normalement par le soleil, à celle affaiblie de cet astre.

Les mesures se font sans difficulté. J'ai vérifié que la feuille de papier blanc diffusait également toutes les radiations du bleu au rouge, en effectuant des séries de pointés en bleu (avec un filtre Wratten 44 A — λ voisin de $0^{\mu},47$), puis en rouge (filtre Wratten 25 A — λ voisin de $0^{\mu},64$) et sans filtre coloré. Dans tous les cas la valeur de la diagonale de l'œil-de-chat est restée constante aux erreurs de mesure près (c'est-à-dire à 0,05 magnitude près).

On effectue plusieurs séries de mesures. En prenant la moyenne de ces valeurs, on en déduit la différence de magnitude Δm entre le soleil et l'écran, d'où on tire le rapport d'affaiblissement, puisque

$$\Delta m = -2,5 \log r.$$

Deuxième cas. — Le photomètre à cellule comprend une cellule très sensible, et fidèle, à couche d'arrêt, sur laquelle un objectif forme l'image de la source à photométrer.

Le courant débité par la cellule est envoyé dans un microampèremètre de précision.

⁽¹⁾ Voir description de cet appareil :

A. DANJON, *Annales de l'Observatoire de Strasbourg*, tome II, 1^{er} fascicule.

On opère ici comme suit :

On dirige l'appareil face à l'écran éclairé presque normalement par le Soleil, et on lit sur le microampèremètre la diviation d .

On pointe ensuite le Soleil en plaçant sur l'objectif un écran de gélatine, de densité δ , connue par un étalonnage préalable, et voisine de 4.

On s'arrange pour que les images de l'écran et du Soleil sur la cellule soient de mêmes dimensions ⁽¹⁾.

Dans ce cas, la déviation du microampèremètre est D .

La densité optique de l'écran de papier blanc par rapport au soleil est :

$$\Delta = \delta + \log \frac{D}{d}.$$

Connaissant Δ , on a le rapport d'affaiblissement r par la relation :

$$\Delta = \log r.$$

J'ai groupé dans le tableau I, ci-dessous, les résultats obtenus avec les deux systèmes photométriques. Les échantillons de papier blanc ont varié suivant les circonstances. En effet, la feuille éclairée par le soleil tend à jaunir assez rapidement ⁽²⁾ : elle doit être changée chaque jour. Cependant, pour un échantillon donné de papier, le rapport r est bien constant.

TABLEAU I

LIEU D'OBSERVATION		VALEURS DE r EN 10^{-4} UNITÉ			
		PIC DU MIDI			BORDEAUX
—		—			—
ANNÉE ET ÉPOQUE		août-sept. 46	juillet-août 46	août-sept. 48	janvier-juin 1948
Ins- tru- ment	œil-de- chat	Δm ⁽³⁾			
	r				
	r ⁽³⁾				
Moyenne adoptée pour r					

b) *Diaphragmes de l'objectif de projection.*

Pour avoir un affaiblissement supplémentaire neutre, j'ai d'abord diaphragmé l'objectif de projection.

⁽¹⁾ L'image du soleil sur la cellule est un petit cercle de 2 millimètres de diamètre (la distance focale, de l'objectif de projection étant de 23 cm) ; la brillance du ciel voisin du soleil n'agit pas sur la cellule à cause de l'écran de densité voisine de 4. L'écran de papier blanc est de forme circulaire, placé sur un grand carton noirci au noir de fumée ; diamètre du disque : 10 cm, placé à 11 m 60 de l'objectif du photomètre, d'où égalité des diamètres des images du soleil et du disque.

⁽²⁾ Il aurait été préférable d'utiliser un cube de magnésie, dont les propriétés diffusantes sont constantes et bien connues. Ne disposant pas d'un bloc de cette substance, j'ai utilisé une feuille de papier.

⁽³⁾ Moyenne des mesures.

Les diaphragmes utilisés ont un diamètre compris entre 4, 5 et 1 millimètres.

Les données concernant les caractéristiques du spectrographe permettent de se rendre compte que c'est l'objectif du collimateur qui limite les faisceaux incidents.

Diaphragmer l'objectif de projection revient à diaphragmer l'objectif du collimateur dans un rapport calculable connaissant les distances focales des objectifs de projection et de collimateur.

On a :

$$\frac{f \text{ coll.}}{f \text{ proj.}} = \frac{225}{105} = 2,143.$$

Autrement dit, un diaphragme de 1 mm fixé devant l'objectif de projection, correspond à un diaphragme de 2 mm 143 placé devant l'objectif du collimateur.

Ce dernier a un diamètre utile de 55 mm exactement, le rapport des deux diamètres est alors :

$$\rho = \frac{2,143}{55} = 3,896 \cdot 10^{-2}.$$

L'affaiblissement résultant est égal à ρ^2 :

$$\rho^2 = 15,18 \cdot 10^{-4}.$$

On peut dresser la Table donnant les valeurs de ρ^2 pour tous les diaphragmes utilisés. Le facteur total d'affaiblissement est :

$$f = r\rho^2.$$

Le tableau II, ci-dessous donne pour chaque diaphragme ρ^2 et f .

TABLEAU II

DIAMÈTRE DES DIAPHRAGMES (mm)	ρ^2	f	DIAMÈTRE DES DIAPHRAGMES (mm)	ρ^2	f
1,0	$15,18 \cdot 10^{-4}$	$3,18 \cdot 10^{-8}$	2,5	$94,88 \cdot 10^{-4}$	$19,90 \cdot 10^{-8}$
1,5	$34,16 \cdot 10^{-4}$	$7,16 \cdot 10^{-8}$	2,5	$185,96 \cdot 10^{-4}$	$39,08 \cdot 10^{-8}$
2,0	$60,72 \cdot 10^{-4}$	$12,13 \cdot 10^{-8}$	4,5	$307,4 \cdot 10^{-4}$	$64,52 \cdot 10^{-8}$

c) Écrans neutres en gélatine.

Pour éviter de diaphragmer d'une façon aussi considérable l'objectif de projection, ce qui peut soulever quelques objections, j'ai utilisé par la suite une série d'écrans « neutres » Ilford, en gélatine teintée, étalonnés soigneusement.

Dès les premiers spectres obtenus, j'ai reconnu que de tels écrans sont loin.

d'être neutres du rouge au bleu, et absorbent beaucoup plus qu'ils ne devraient, les faibles longueurs d'onde.

J'ai dû réétalonner le jeu des 8 écrans dont je disposais, en fonction de la longueur d'onde, ou, plus exactement, déterminer pour chaque écran une courbe donnant sa densité en fonction de λ .

L'étalonnage a été réalisé à l'aide du photomètre à cellule décrit sommairement ci-dessus. La source de lumière était une lampe photométrique étalon alimentée sous intensité constante (système à pont de RIBAUD), le monochromateur un spectroscopie à vision directe convenablement modifié.

Le tableau suivant donne quelques valeurs utiles des densités en fonction de λ .

TABLEAU III

λ N°	0 μ ,8 0 μ ,7	0 μ ,7 0 μ ,5	0 μ ,433	0 μ ,400	λ N°	0 μ ,8 0 μ ,7	0 μ ,7 0 μ ,7	0 μ ,433	0 μ ,400
1	0,19	0,20	0,25	0,30	5	1,36	1,39	1,45	1,50
2	0,39	0,40	0,45	0,50	6	1,97	2,01	2,08	2,15
3	0,78	0,80	0,86	0,92	7	2,97	3,02	3,10	3,18
4	0,98	0,99	1,03	1,08	8	3,97	4,01	4,07	4,14

Des densités δ du Tableau III on passe aux affaiblissements φ par la formule :

$$\delta = - \log \varphi.$$

Le facteur total d'affaiblissement est ici :

$$f = r \cdot \varphi$$

r étant la quantité figurant au tableau I.

f doit être calculé pour toutes les longueurs d'onde utilisées.

D) Courbes d'étalonnage.

Le facteur f connu, on trace sans difficulté les courbes d'étalonnage.

La figure 2 en fournit un exemple pour la séance du 12 août 1946. Sur cette figure, pour plus de commodité, les valeurs des abscisses, sont seulement indiquées à une constante additive près (égale à $-8 - 4,168 = -12,168$).

Pour les autres séances d'observations on obtient des courbes analogues, très peu décalées, qu'il n'est pas possible de reproduire ici.

E) Plaques photographiques utilisées.

Les spectres de l' « Ombre de la Terre » ont été en majeure partie obtenus sur des plaques panchromatiques Lumière spéciales : émulsion type 65.104-2.

Ces plaques sont à grain fin, à très fort contraste ($\gamma = 3,5$ pour $0^{\mu},6$ et $\gamma = 1,5$ vers $0^{\mu},4$), et ont très peu de voile de fond.

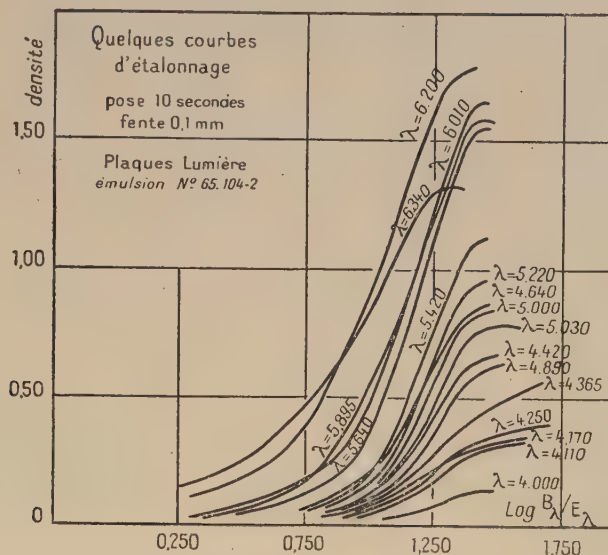


FIG. 2.

Le révélateur employé est un révélateur dit « contraste » au métol-hydroquinone.

J'ai utilisé également des plaques infra-rouges « Agfa Hart », types : 750, 800 et 850, hypersensibilisées à l'ammoniaque avant l'emploi.

CHAPITRE II

ÉTUDE DES SPECTRES

1. ASPECT DES SPECTRES DE L' « OMBRE DE LA TERRE ».

Un spectre de l'ombre de la Terre pour de faibles dépressions solaires présente en fait trois spectres juxtaposés :

ceux : du ciel, de l'arche et de l'albe.

La limite arche-ciel occupe toujours le milieu de la hauteur du spectre, par suite d'un réglage convenable des appareils.

J'ai indiqué dans une note [15] que les trois spectres ne présentaient une différence visible à l'œil qu'au delà de 5 650 Å, le spectre de l'arche manifestant surtout

une forte absorption entre 5 650 Å et 6 550 Å, qui va ensuite en décroissant comme λ croît.

Dès qu'on franchit la limite arche-ciel, et qu'on considère le spectre du ciel, les bandes de l'ozone s'affaiblissent considérablement et d'autant plus que la hauteur de la direction d'observation croît.

De même, en examinant les spectres de l'albe on remarque une diminution très sensible de l'absorption dans le rouge consécutive à une légère diminution des bandes de l'ozone. Le phénomène de l'albe est assez complexe, et j'examinerai son spectre, plus en détail, dans un autre chapitre.

Je ne m'occuperai ici que du spectre de l'arche sur plaque panchromatique. L'étude de la région infra-rouge fera l'objet du chapitre IV de cette première partie.

La figure 3 représente 3 spectres de ces phénomènes pris au début de leur manifestation, c'est-à-dire pour de faibles dépressions solaires ; on y a joint un cliché avec les spectres d'étalonnage.

On peut ainsi juger des remarques ci-dessus.

La distinction entre l'arche et le ciel commence toutefois à se deviner dès 5 100 Å.

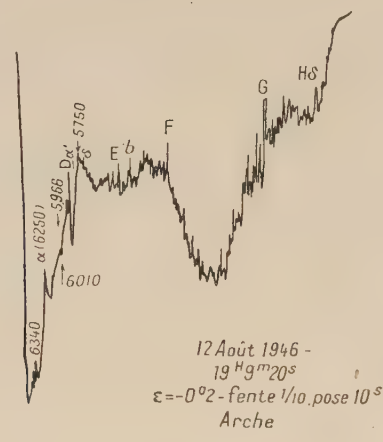


FIG. 4 a.

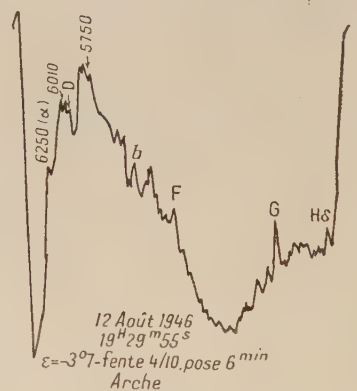
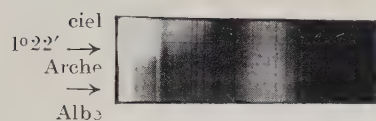


FIG. 4 b.

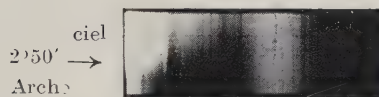
HERMAN et GAUZIT [17], en étudiant le spectre de la Lune éclipée au bord de l'ombre ont signalé un affaiblissement anormal et difficile à interpréter vers 5 150 Å.

Autre remarque. La bande 5 750 Å de l'ozone est très intense sur tous les spectres de l'ombre de la Terre, et toujours plus marquée que la bande centrée vers 6 010 Å. En réalité, se superposent à la bande 5 750 Å la bande α' de l'oxygène, la bande δ de la vapeur d'eau. Mais ces deux bandes sont faibles, et il est plus probable qu'il faille attribuer l'intensité anormale de cette bande d'absorption à une autre cause, d'ailleurs liée à la présence de l'ozone, ainsi que l'avancent BARBIER et CHALONGE [18].

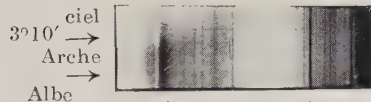
12 Août 1916
(soir)
fente 1/10 mm.



spectre 1
 $\varepsilon = -0^{\circ},2$
pose 10 s.



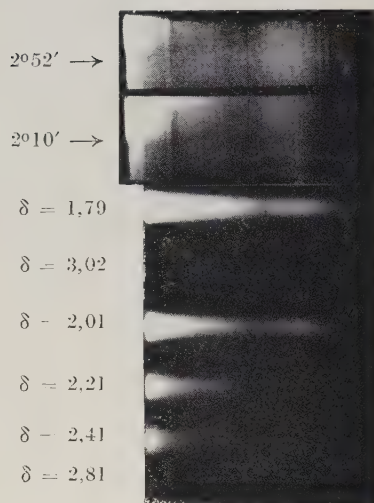
spectre 2
 $\varepsilon = -0^{\circ},7$
pose 20 s.



spectre 3
 $\varepsilon = -1^{\circ},2$
pose 70 s.

6.250
5.750
5.130
4.307

8 Septembre 1918
(soir)
pose 10 s fente 1/10 mm.



spectre 2
 $\varepsilon = -0^{\circ},9$

spectre 1
 $\varepsilon = -0^{\circ},6$

$\delta = 1,79$

$\delta = 3,02$

$\delta = 2,01$

$\delta = 2,21$

$\delta = 2,41$

$\delta = 2,81$

spectres
d'étalonnage

FIG. 3.

Pour doser l'ozone d'après l'étude des spectres de l'arche, il y aura lieu d'éviter la bande 5 750 Å, et de faire porter les mesures sur la bande 6 010 Å, juste apparente sur les premiers spectres (fig. 4 a), mais très nette et importante par la suite, notamment de 15 à 20 minutes après le coucher du soleil (ou avant son lever) (voir fig. 4 b).

2. ÉTUDE DE LA DENSITÉ D'UN POINT DU SPECTRE.

BRILLANCE D'UN POINT DU CIEL ANTICRÉPUSCULAIRE.

On connaît, à l'instant de la pose, la hauteur α_0 de la limite arche-ciel occupant le milieu de la hauteur du cliché.

L'échelle de celui-ci étant connue (0°,54 par millimètre), on sait la hauteur α_n de telle bande du spectre que l'on veut (voir fig. 5).

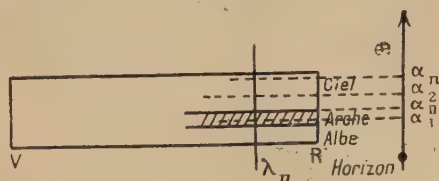


FIG. 5.

On passe cette bande au microphotomètre, en utilisant des spots d'exploration assez fins (hauteur de la bande 1/10 mm environ). On obtient ainsi le spectrogramme relatif à la hauteur $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n$ choisie.

A partir de ces enregistrements on déduit la densité spectrale pour chaque bande de hauteur α_n et pour toute radiation de longueur d'onde λ comprise entre 4 000 et 6 750 Å.

Les courbes d'étalonnage $D = F(\log B_\lambda / E_\lambda)$ permettent de faire correspondre à chaque valeur de D la valeur de la brillance B_λ du point du ciel observé.

De même, pour chaque valeur de $\lambda, \lambda_1, \lambda_2, \lambda_n$, on pourra déterminer la brillance B_λ d'un point du ciel en fonction de α .

D'où deux études :

— Recherche de la variation de la brillance B_λ en fonction de λ , pour α constant.

— Étude de la brillance B_λ en fonction de α , pour diverses valeurs de λ .

B) Étude de la brillance du ciel.

a) *Premier cas* : $\alpha = \text{Constante}$ — Variation de B_λ / E_λ , en fonction de λ .

1) Pour des raisons de commodité, j'utiliserai ici non pas les valeurs de B_λ / E_λ , mais le cologarithme de cette expression :

$$\Delta = \text{colog} \frac{B_\lambda}{E_\lambda}$$

égal à une constante additive près à la densité optique de l'atmosphère (valeur de la constante — 4,168).

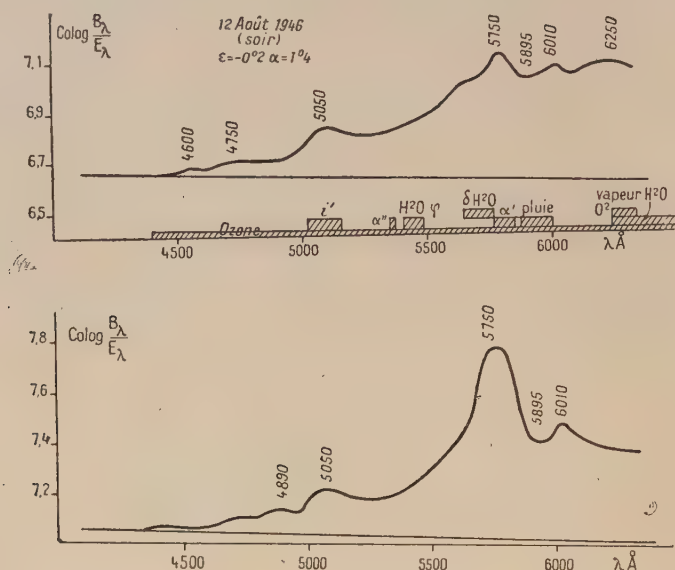


FIG. 6.

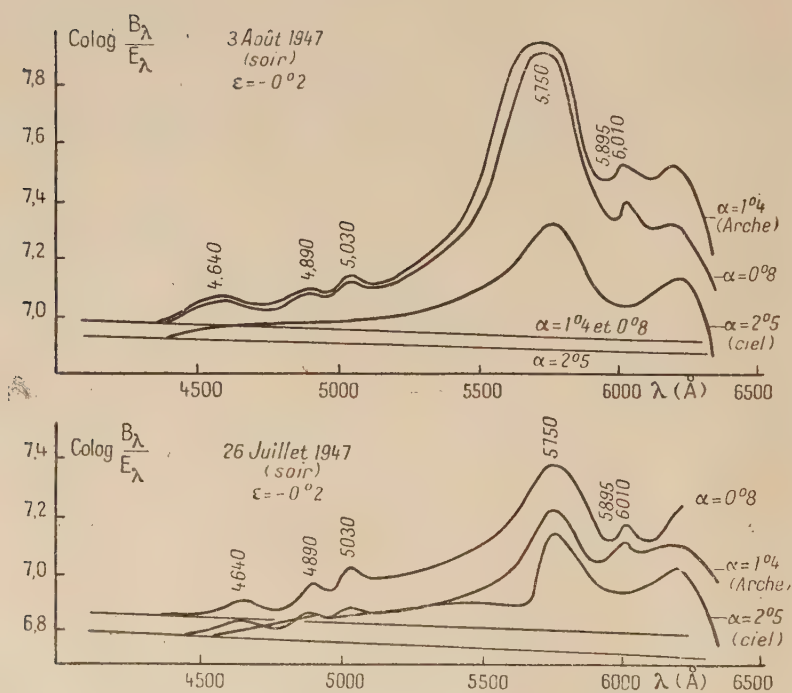


FIG. 7.

On peut donc tracer les courbes donnant Δ en fonction de λ . Ne pouvant reproduire ici toutes les courbes, j'ai pris quelques cas parmi mes observations. Ces

courbes sont tracées par points. Pour avoir un tracé quasi continu, on a pris un point tous les 10 Å vers 0^u,4 et un tous les 50 Å vers 0^u,6, en évitant les raies de Fraunhofer.

Les figures 6 et 7 reproduisent huit exemples des courbes obtenues.

Dans tous les cas *leur allure reste la même*, et, en particulier, *les divers maxima et minima se répètent toujours pour les mêmes valeurs de λ* .

2) Étude des courbes.

De 4 000 Å à 4 350 Å la densité optique de l'atmosphère décroît lentement et d'une façon uniforme, les points s'alignant sur une droite inclinée, facilement extrapolable vers les grandes longueurs d'onde.

Dès que la longueur d'onde dépasse 4 350 Å, les points dessinent une courbe comprenant une série de maxima et de minima, qui est la manifestation d'une absorption sélective tendant à croître avec la longueur d'onde, jusqu'aux environs de 0^u,575, pour décroître ensuite.

S'il n'y avait pas d'absorption sélective, les points s'aligneraient sur une courbe à très faible concavité vers le bas, pratiquement assimilable à une droite de pente négative, dessinée sur les figures 6 et 7.

La pente de cette droite est telle, que de 4 100 Å à 6 010 Å, la valeur de Δ décroisse de 0,045, valeur que l'on peut soit déduire de l'extrapolation graphique, soit calculer d'après les éléments de la 2^e partie.

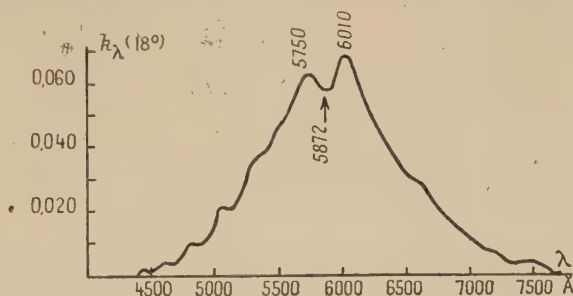


FIG. 8.

Examinons de plus près l'absorption sélective qui se produit.

Sur la figure 6, on a figuré par des petits rectangles les positions des diverses bandes d'absorption dans le visible : de l'ozone, de l'oxygène, et de la vapeur d'eau.

On sait que l'ozone absorbe de 4 365 Å à la limite de sensibilité des plaques, le coefficient d'absorption de ce gaz présentant deux maxima principaux pour 6 010 Å et 5 750 Å, et une série de maxima secondaires, dont les plus importants sont centrés sur 4 620 Å, 4 890 Å, 5 050 Å. D'ailleurs, la figure 8 reproduit la courbe de variation du coefficient d'absorption de l'ozone dans la bande de CHAPPUIS, d'après Mme VASSY[19].

TABLEAU IV

Valeurs λ (Å)		VALEURS DE D_λ							
		12 Août 1946		13-8-46		5-9-46		26-7-46	
		$\varepsilon = 0^{\circ},2$		$\varepsilon = 1^{\circ},3$		$\varepsilon = 2^{\circ},0$		$\varepsilon = 0^{\circ},2$	
		de α							
		k_λ							
6.340	0,0455	7,050	6,788	7,375	7,710	7,565	6,995	6,810	7,260
6.200	0,0552	7,085	6,819	7,390	7,760	7,530	7,190	7,030	7,540
6.010	0,075	7,060	6,764	7,475	7,885	7,500	7,150	7,020	7,535
5.895	0,065	7,020	6,833	7,425	7,820	7,470	7,110	7,050	7,480
5.750	0,069	7,110	6,856	8,780	8,020	7,510	7,235	7,150	7,955
5.640	0,064	7,000	6,838	7,435	7,820	7,455	7,140	6,880	7,910
5.420	0,043	6,850	6,728	7,240	7,710	7,370	6,980	6,930	7,310
5.220	0,027	6,785	6,701	7,175	7,620	7,325	6,910	6,830	7,155
5.030	0,023	6,785	6,728	7,155	7,580	7,325	6,900	6,860	7,140
5.000	0,018	6,755	—	7,155	7,555	7,315	6,890	6,855	7,130
4.890	0,011	6,700	6,664	7,135	7,520	7,300	6,850	6,830	7,060
4.760	0,008	6,690	6,630	7,100	7,480	7,290	6,820	6,800	7,040
4.640	0,003	6,666	6,639	7,070	7,505	7,280	6,850	6,785	7,015
4.525	0,0013	6,660	6,632	7,065	7,485	7,270	6,805	6,790	7,000
4.420	0,0011	6,655	6,621	7,065	7,480	7,270	6,800	6,790	6,990
4.365	0	6,650	6,600	7,050	7,470	7,260	6,795	6,790	6,975
4.250	0	6,660	6,650	7,055	7,475	7,270	6,800	6,795	6,975
4.170	0	6,670	6,610	6,050	7,470	7,275	6,810	6,790	6,990
4.110	0	6,650	6,620	7,060	7,475	7,280	6,795	6,800	6,980

3 Août 1947

 $\varepsilon = 0^{\circ},2$

En plus de l'absorption par l'ozone interviennent la vapeur d'eau et d'oxygène. La place de ces bandes est, comme je l'ai dit, portée sur la figure 6.

Sur les 8 courbes données ici, on remarque bien dans le cas de l'arche, deux maxima d'absorption pour 6 010 Å et 5 750 Å encadrant un minimum centré sur 5 895 Å. On a également :

- un maximum vers 6 200 Å correspondant à la bande α de l'oxygène ;
- un maximum vers 5 030 Å ;
- deux maxima faibles, et non visibles sur toutes les courbes situées vers 4 620 Å et 4 890 Å.

Il paraît ainsi fort probable que cette absorption sélective soit en majeure partie attribuable à l'ozone, fait d'ailleurs naturel et déjà observé chaque fois qu'on a étudié l'absorption atmosphérique. L'oxygène et la vapeur d'eau la renforcent entre certaines limites de longueur d'onde.

Les courbes d'absorption étudiées ici s'obtiennent sans difficulté pour telle hauteur du ciel que l'on veut. La figure 7 donne des courbes pour trois valeurs de α .

Pour $\alpha = 0^{\circ},8$ et $1^{\circ},4$ on se trouve à l'intérieur de l'arche. Pour $2^{\circ},5$, on est dans le « ciel ».

L'absorption est maxima pour $1^{\circ},4$ juste au-dessous de la limite arche-ciel. Elle est *plus faible* pour $0^{\circ},8$ et *surtout* pour $2^{\circ},5$.

Dans la courbe pour $\alpha = 2^{\circ},5$ si on observe des maxima pour 5 750 Å et 6 200 Å, on ne retrouve pas ceux observés pour les deux autres hauteurs.

Il y a donc une *différence bien nette*, quant à l'intensité de l'absorption sélective, *entre l'intérieur de l'arche et le ciel*.

On remarque encore ici que le maximum vers 5 750 Å est bien supérieur à celui centré vers 6 010 Å. On a indiqué plus haut les causes possibles de cette anomalie.

Si véritablement l'absorption sélective observée résulte de la présence de l'ozone, il faut étudier la variation de la densité atmosphérique qu'elle produit en fonction du coefficient d'absorption de l'ozone.

Le tableau IV groupe, pour quelques longueurs d'onde, les valeurs du coefficient d'absorption k_{λ} de l'ozone à -50° (température de la stratosphère) et les valeurs de la densité atmosphérique mesurée pour quelques cas pris parmi nos observations.

On donne notamment des valeurs de la densité prises à l'intérieur de l'arche, puis dans le ciel au-dessus, afin de montrer la différence.

La figure 9 reproduit les courbes obtenues d'après les éléments du tableau IV. En abscisses, on porte les valeurs de k_{λ} et en ordonnées les différences :

$$\delta_{\lambda} = d_{\lambda} - d_0$$

entre la densité d_{λ} pour la longueur d'onde λ choisie, et la densité d_0 représentant la densité qu'on devrait observer s'il n'y avait pas d'absorption sélective.

L'examen des courbes de la figure 9 montre que *dans l'arche* les points s'alignent bien sur une droite à l'exception de 3 ou 4 points aberrants, toujours les mêmes d'ailleurs, sur les 20 servant à définir la droite.

Ces points correspondent aux longueurs d'onde 6 340 Å, 6 200 Å, 5 750 Å, et quelquefois 5 400 Å.

La première valeur coïncide avec le centre de la bande 6 260-6 660 Å de la vapeur d'eau.

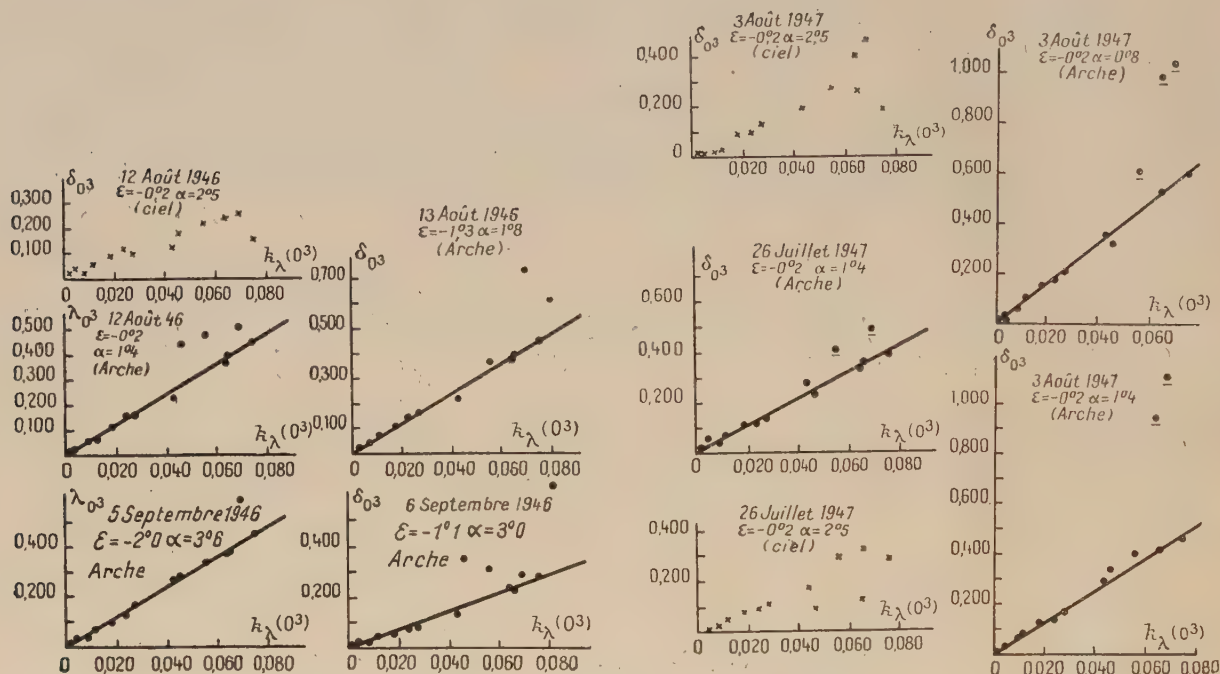


FIG. 9.

Le second point aberrant est dû à l'absorption de l'oxygène (bande α , 6 278 Å).

Pour 5 750 Å on a déjà vu qu'il existait dans ce domaine, outre l'oxygène et la vapeur d'eau, une absorption anormale. Quant à $\lambda = 5 400$ Å, il s'agit de la manifestation de la bande α'' de l'oxygène.

On constate toujours que le point relatif à $\lambda = 6 010$ Å se place correctement sur la droite. Pour ce point, il ne semble pas y avoir d'absorption étrangère à l'ozone, bien qu'il soit sur le bord d'une bande de la vapeur d'eau.

Dans le ciel, au-dessus de l'arche, il n'est pas possible de tracer une droite par les points figuratifs des graphiques. Si l'absorption par l'ozone apparaît comme dans les spectres du ciel au zénith, les autres causes d'absorption sélective : vapeur d'eau, oxygène, poussière, etc... sont probablement aussi importantes et même prépondérantes, l'absorption par l'ozone diminuant assez vite à mesure que l'on observe plus haut dans le ciel.

b) *Deuxième cas* : Variation de B_λ/E_λ en fonction de α pour des valeurs données de λ .

Les photographies, comme les spectres de l'arche, révèlent dans le rouge et le jaune une discontinuité assez nette dans la brillance du ciel, accompagnée d'une différence de composition entre la lumière issue du ciel et celle de l'arche.

Pour une longueur d'onde donnée, il existe donc dans le ciel anticrépusculaire un « saut de brillance » lorsqu'on franchit la limite de séparation arche-ciel.

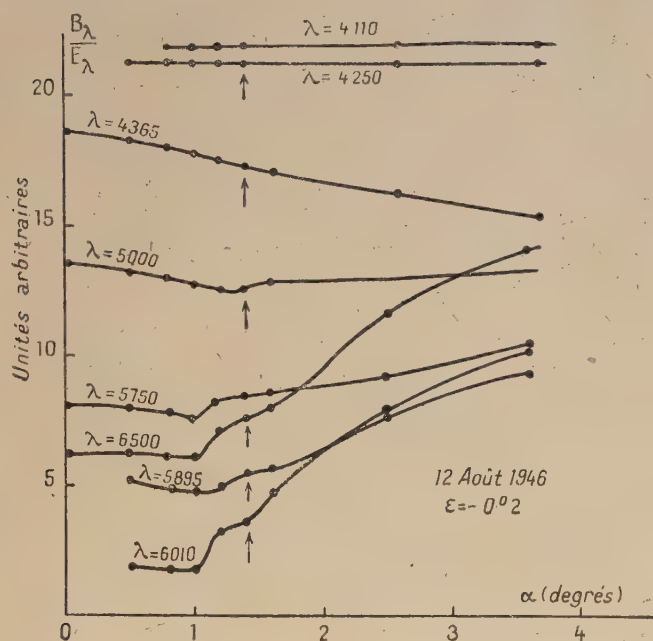


FIG. 10.

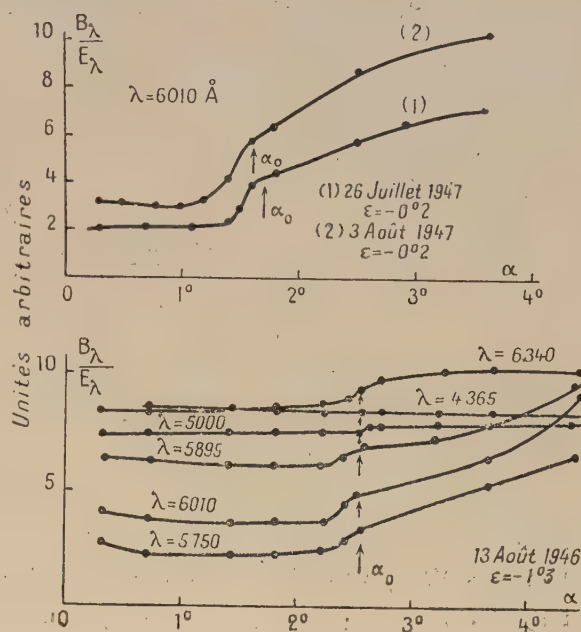


FIG. 11.

Les figures 10 et 11 donnent pour les séances du 12 août 1946, du 14 août 1946 (soir), du 26 juillet 1947, les variations de B_λ/E_λ en fonction de α pour un certain nombre de longueurs d'onde. Mais le phénomène est absolument général, et on peut tracer des courbes semblables pour toutes les observations.

On y remarquera pour une certaine valeur α_0 de α un brusque relèvement de B_λ , alors qu'il est inexistant si l'ozone n'absorbe pas (cas des courbes pour 4 365 Å-4 250 Å-4 110 Å par exemple).

Pour caractériser le saut ainsi mis en évidence, j'appellerai « *amplitude du saut* » l'expression :

$$a = \frac{B_{2\lambda}}{B_{1\lambda}}$$

où $B_{2\lambda}$ est la brillance observée à la fin du saut (juste au-dessus de la limite arche-ciel) est $B_{1\lambda}$ la brillance au commencement du saut (point de l'arche juste sous la limite).

La figure 12 reproduit schématiquement l'allure des courbes observées. On y a figuré le saut d'éclairement avec les points A et B d'ordonnées $B_{1\lambda}$ et $B_{2\lambda}$ marquant les extrémités de ce saut.

Soient α_1 et α_2 les abscisses des points A et B. La différence $\alpha_2 - \alpha_1$ observée est comprise entre $0^{\circ},2$ et $0^{\circ},4$ pour $\varepsilon = -0^{\circ},2$, suivant la plus ou moins grande netteté de la limite supérieure de l'arche.

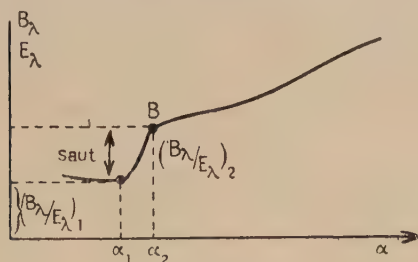


FIG. 12.

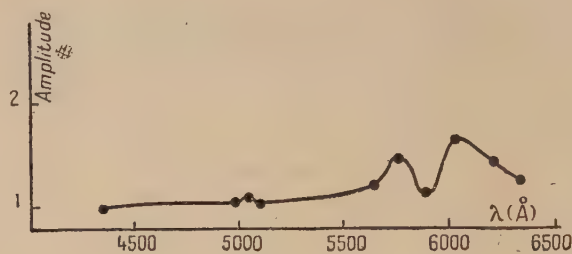


FIG. 13.

Cette différence croît avec la dépression solaire tandis que l'amplitude diminue avec la même variable. C'est dire que la limite arche-ciel devient de plus en plus diffuse lorsque le soleil s'abaisse.

Pour plus de précision, je donne ici, dans le cas des faibles dépressions solaires (inférieures à $0^{\circ},5$ environ), quelques valeurs moyennes de a , calculées sur 52 observations où de bonnes mesures ont pu être réalisées pour ces valeurs de la dépression solaire.

TABLEAU V

λ	a	λ	a	λ	a
6.340 Å	1,26	5.750 Å	1,43	5.030 Å	1,05
6.010 Å	1,63	5.640 Å	1,20	5.000 Å	1,03
5.895 Å	1,19	5.100 Å	1,04	5.000 Å	1,00

La figure 13 donne la courbe représentative de a en fonction de λ . On y remarque bien les maxima 6 010 Å, 5 750 Å (bien inférieur à celui centré sur 6 010 Å) encadrant le minimum 5 895 Å, et un autre maximum pour 5 030 Å très faible, il est vrai.

Si l'ozone n'absorbe pas, $B_{1\lambda} = B_{2\lambda}$ et $a = 1$.

La courbe de la figure 13 rappelle celle du coefficient d'absorption de l'ozone en fonction de la longueur d'onde. On verra au chapitre suivant que les valeurs de a sont de l'ordre de grandeur de celles auxquelles il faut s'attendre étant donné les épaisseurs d'ozone traversées.

3. REMARQUES.

a) J'ai signalé plus haut (étude de B_λ/E_λ en fonction de λ pour $\alpha = \text{Cte}$), que l'absorption pour 5 750 Å était supérieure à celle pour 6 010 Å, ce qui supposait une forte absorption supplémentaire. J'ai également ajouté que les maxima 6 200 Å et 6 340 Å étaient dus à l'absorption par l'oxygène et la vapeur d'eau.

Sur la courbe de la figure 13 on ne retrouve pas ces anomalies. Pour $\lambda = 6 010$ Å, la maximum de a est bien supérieur à celui correspondant à 5 750 Å. Si la longueur d'onde croît au delà de 6 010 Å, a décroît et cela malgré l'absorption par la vapeur d'eau et l'oxygène. Ceci signifie simplement que l'absorption par ces agents *varie très peu avec la hauteur du point visé*, alors que l'absorption par l'ozone varie considérablement entre les mêmes limites de λ .

Les spectres infra-rouges et le calcul confirmeront ces résultats. Il faut en voir la raison dans la répartition de ces corps au sein de l'atmosphère. La vapeur d'eau est localisée dans les très basses couches (inférieures à 7 km) ; l'oxygène est réparti dans toute l'atmosphère. Seul l'ozone est principalement concentré dans une couche d'altitude assez élevée, mettons vers 25 km.

b) S'il s'agissait vraiment de l'ombre de la terre, on devrait observer un saut d'éclairement en dehors des limites de la bande de CHAPPUIS de l'ozone. Dans le rouge et l'infra-rouge l'amplitude de ce saut devrait croître ; on a vu qu'au delà de 6 010 Å il diminuait et continuait à décroître à mesure que la longueur d'onde augmentait.

CHAPITRE III

SUITE DE L'ÉTUDE DE L'OZONE DANS L'OMBRE DE LA TERRE

1. ÉPAISSEUR EFFECTIVE D'OZONE.

Reportons-nous à la figure 9 et considérons les droites relatives à l'arche, qui représentent la variation de l'absorption sélective en fonction du coefficient d'absorption de l'ozone.

Négligeons les trois ou quatre points aberrants habituels. Si on admet la prépondérance de l'absorption par l'ozone et la *possibilité* de négliger l'absorption par l'oxygène et la vapeur d'eau, la pente de ces droites représente le rapport :

$$x_e = \frac{\delta_\lambda}{k_\lambda}.$$

Par définition, j'appelle *épaisseur effective d'ozone traversée* la valeur de x_e .

C'est l'épaisseur d'ozone, ramenée aux conditions normales, susceptible de produire la même absorption que celle observée.

Indiquons la valeur de x_e dans un cas courant et sa variation en fonction de ε et de α .

La figure 14 représente deux familles de courbes : l'une donnant la variation de x_e avec ε pour α constant, l'autre celle de x_e avec α pour quelques valeurs de ε .

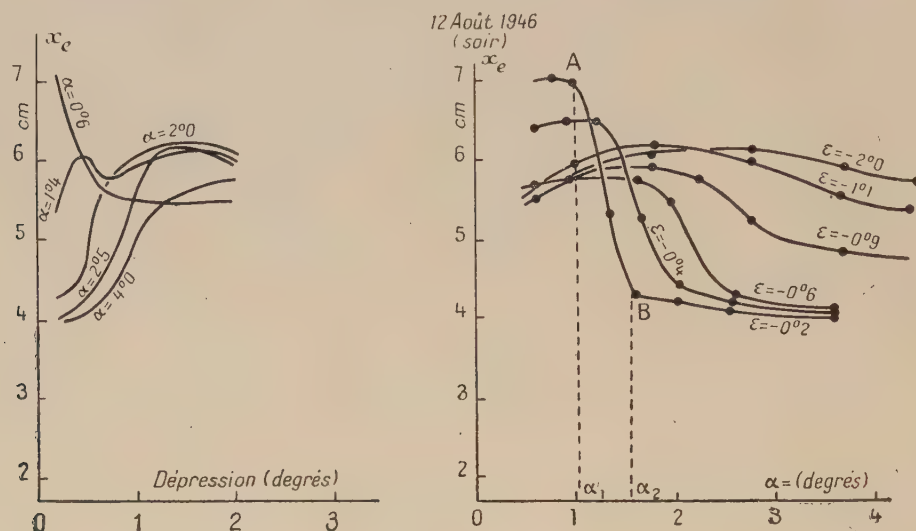


FIG. 14.

Les courbes de la figure 14 sont relatives à la soirée du 12 Août 1946 ; mais leur allure se retrouve dans tous les autres cas.

2. ÉTUDE DES DEUX FAMILLES DE COURBES.

a) Courbes à dépression solaire constante.

L'épaisseur effective croît d'abord lentement avec la hauteur, puis décroît ensuite plus ou moins vite, après passage par un maximum, et semble tendre vers une valeur limite pour des valeurs assez grandes de α .

Pour les faibles valeurs de ε , la variation de x_e est excessivement rapide au voisinage d'une certaine hauteur : on peut même dire presque discontinue. A mesure que ε croît, la décroissance se fait plus lente et tend à n'avoir plus rien de remarquable.

Notons, par exemple, que pour $\varepsilon = -0^\circ 2$ x_e varie de 7 cm à 4,3 cm entre deux valeurs de α bien déterminées différentes de $0^\circ 5$ et identiques à celles qui définissent les limites du saut de brillance étudié plus haut.

Faute de conditions atmosphériques favorables, je n'ai pu avoir de bons spectres pour des dépressions inférieures à $0^{\circ},2$. Il est cependant vraisemblable que la courbe relative à $\varepsilon = -0^{\circ},2$ passe par un maximum pour α voisin de $0^{\circ},6$.

b) Courbes à hauteur constante

Les courbes donnant x_e en fonction de ε , pour α donné ont une allure plus complexe.

En gros, x_e croît d'abord avec ε , passe par un maximum, puis décroît pour atteindre une limite vers les valeurs de ε un peu supérieures à 2° . La limite de l'épaisseur effective semble d'ailleurs être parfaitement la même quel que soit α .

Ces courbes donnent une idée des épaisseurs d'ozone auxquelles on a affaire en observant l'« Ombre de la Terre ».

Si la quantité d'ozone atmosphérique varie, il va de soi que les valeurs de x_e sont modifiées d'une façon *très sensible* dans le même sens.

3. REMARQUES SUR LA CONDUITE DES OBSERVATIONS : CHOIX DES SPECTRES LES PLUS INTÉRESSANTS.

Les courbes de la figure 14 montrent que l'on a avantage à utiliser de préférence les spectres correspondant aux plus fortes épaisseurs effectives d'ozone c'est-à-dire ceux pris au voisinage de $\varepsilon = -0^{\circ},2$.

On a déjà vu qu'il n'était guère possible, même en montagne, d'obtenir de bons spectres pour des dépressions quasi nulles, l'horizon n'étant presque jamais assez pur pour cela.

Pratiquement, on retiendra les spectres pris pour *les dépressions les plus faibles* et pour lesquels le ciel peut être considéré comme pur. On se limitera aux dépressions inférieures à 2° .

Pour des dépressions dépassant 2° , les variations de x_e deviennent très faibles, et surtout la brillance du ciel décroît très vite, si bien que les observations spectrographiques sont difficiles et peu précises.

D'ailleurs, la pratique des observations, comme ces remarques, m'ont rapidement amené à ne considérer pour l'étude de l'arche que les spectres pris pour les valeurs suivantes de la dépression solaire ε :

$$-0^{\circ},2 - 0^{\circ},6 - 0^{\circ},9 - 1^{\circ},1 - 1^{\circ},3 - 1^{\circ},5 - 2^{\circ},0.$$

Dans ces conditions, on peut opérer avec des fentes de l'ordre du $1/10$ de millimètre jusqu'à $\varepsilon = -1^{\circ},5$ inclus ; et avec des temps de pose n'excédant pas la minute. Pour -2° , on doit choisir une fente de $2/10$ mm et 70 secondes de pose.

On calcule facilement, d'avance, les heures pour lesquelles la dépression solaire atteint ces valeurs.

Dans ce lot de spectres, on choisit ceux qui ne révèlent aucune présence de nuages (stries) ou aucun défaut quelconque, et correspondant à la plus faible dépression solaire.

4. RELATION ENTRE x_e ET L'AMPLITUDE DU SAUT DE BRILLANCE.

Connaissant x_e , on peut calculer l'« affaiblissement effectif » subi par la lumière dans son trajet à travers l'air ozonisé d'après l'expression :

$$\text{affaiblissement effectif} = 10^{-\delta\lambda}.$$

Choisissons $\lambda = 6\,010 \text{ \AA}$, pour laquelle les courbes de la figure 9 n'indiquent pas d'absorption sensible étrangère à celle de l'ozone.

Il est évident que les variations observées dans la brillance sont en relation étroite avec celles de l'affaiblissement effectif.

Le tableau VI donne les valeurs de l'affaiblissement effectif pour les deux points A et B d'abscisses α_1 et α_2 , et le rapport de ces deux affaiblissements en fonction de la dépression solaire.

TABLEAU VI

ϵ	— 0°,2	— 0°,4	— 0°,6	— 0°,9	— 1°,1	— 2°,0
Point A	0,303	0,325	0,367	0,359	0,342	0,349
« B	0,475	0,459	0,424	0,431	0,386	0,374
Rapport des 2 valeurs	1,57	1,41	1,29	1,20	1,13	1,07

La figure 15 reproduit la courbe donnant la variation du rapport des affaiblissements en fonction de la dépression solaire.

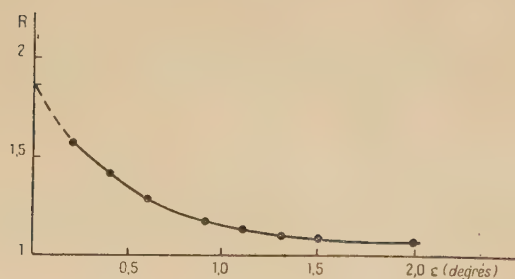


FIG. 15.

Cette courbe est valable pour $\lambda = 6\,010 \text{ \AA}$, mais on en aurait une analogue pour toute autre longueur d'onde.

Si on extrapole la courbe de la figure 15 jusqu'à $\epsilon = 0$, on obtient un rapport voisin de 2.

Les quelques clichés de l'arche que j'ai pu prendre (en rouge) pour une dépression nulle, indiquent, en gros, une différence de brillance de cet ordre.

Pour $\epsilon = -0°,2$ le tableau précédent donne un rapport de 1,57. La courbe de la figure 13 donne dans les mêmes conditions une amplitude du saut égale à 1,63. En réalité, le saut de brillance dépend aussi de l'absorption atmosphérique par diffusion, mais néanmoins l'ozone y joue le rôle principal.

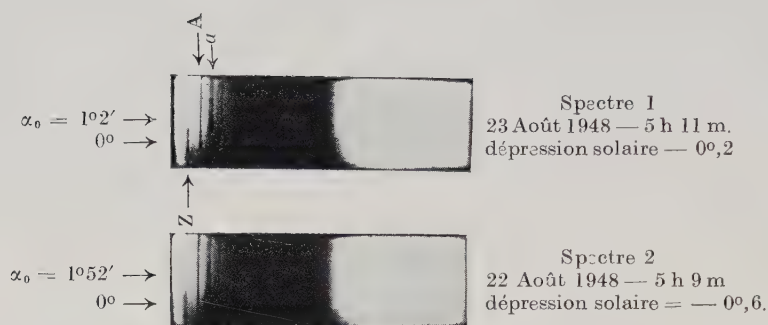


FIG. 17.

Plaques " Agfa Hart Infra Rot 850 " hypersensibilisées à l'ammoniaque.
Pose 2 minutes, fente 2/10 mm — α_0 est la hauteur de la limite Arche-ciel.



FIG. 18.

Plaques Agfa " Hart Infra Rot 800 " Hypersensibilisées à l'ammoniaque.
Pose 2 minutes, fente 2/10 mm — α_0 est la hauteur de la limite Arche-ciel.



FIG. 19.

Plaques Agfa " Hart Infra Rot 750 " hypersensibilisées à l'ammoniaque.
Pose 2 minutes, fente 2/10 mm — α_0 est la hauteur de la limite Arche-ciel.

CHAPITRE IV

ÉTUDE SPECTROPHOTOMÉTRIQUE DE L'OMBRE DE LA TERRE
DANS L'INFRA-ROUGE

1. INTRODUCTION.

Le but du présent travail, dans ce domaine spectral, est d'étudier l'absorption par la vapeur d'eau et de préciser le rôle qu'elle joue dans la formation de l'arche anticrépusculaire.

J'ai reproduit sur la figure 16 la disposition des bandes de la vapeur d'eau dans l'infra-rouge d'après Mecke [20], avec l'importance des diverses bandes pour des dispersions voisines de celle du spectrographe utilisé.

On obtient sur les plaques « 850 » les raies α et Z de la vapeur d'eau, avec les raies A (de O^2) et les raies B et C. La bande 6261 Å-6861 Å de la vapeur d'eau n'est pas perceptible, car elle se trouve dans une région de faible sensibilité de la plaque.

Les plaques « 800 » ne donnent que la raie α de la vapeur d'eau. La raie Z est juste à la limite de sensibilité. Les raies A, B, C sont toujours présentes.

La technique spectrophotométrique est en tous points celle décrite plus haut, je n'y reviendrai pas.

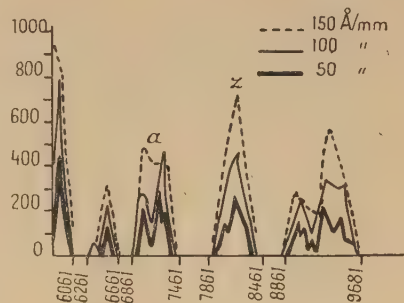


FIG. 16.

2. ASPECT DES SPECTRES INFRA-ROUGES DE L'OMBRE.

Dans l'infra-rouge, la brillance du ciel anticrépusculaire décroît du haut vers le bas en un dégradé plus ou moins rapide suivant que la lumière pourpre de l'anticrépuscule est intense ou faible.

La figure 17 montre deux spectres infra-rouges de l'ombre sur plaque « 850 » dans un cas de lumière pourpre intense. On constate sans peine qu'en face de la flèche indiquant la hauteur α_0 du sommet de l'arche, il n'y a pas de démarcation comme sur les spectres obtenus sur plaques panchromatiques représentés par la figure 3.

Si la lumière pourpre est faible, le dégradé est plus progressif comme l'attestent les figures 18 et 19 respectivement sur plaques « 800 » et « 750 ». Pas plus que

précédemment, on n'observe de démarcation dans la région du maximum de sensibilité de la plaque.

Remarquons, cependant, que sur les plaques « 850 », (voir fig. 17), on devine pour les longueurs d'onde inférieures à 7300 Å une absorption notablement plus forte dans la région correspondant à l'arche que dans celle correspondant au ciel. On sait que l'ozone absorbe peu vers 7300 Å et cesse d'absorber dès 7500 Å. Il n'apparaît rien de particulier au voisinage des bandes α et Z de la vapeur d'eau qui puisse faire pressentir un rôle prépondérant de ce gaz.

3. ÉPAISSEUR EFFECTIVE DE VAPEUR D'EAU CONDENSABLE POUR UNE DIRECTION DONNÉE.

Les spectres infra-rouges de l'Ombre de la Terre permettent de connaître,

pour un point donné du ciel de hauteur α , la brillance et l'épaisseur effective de vapeur d'eau traversée. On applique ici une méthode analogue à celle utilisée pour l'ozone en se servant des raies α et Z.

On tracera donc, pour chaque valeur de la dépression solaire ε , les courbes de brillance et celles d'épaisseur d'eau traversée, en fonction de α .

La figure 20 (1 et 2) reproduit dans quelques cas la variation d'épaisseur effective en fonction de α .

On constate que l'épaisseur effective varie peu, en fonction de la hauteur, au cours d'une séance d'observation.

Si α devient supérieur à 2°5 la variation d'épaisseur de vapeur d'eau est sensiblement parallèle à la courbe théorique. Au contraire, pour les faibles dépressions et les faibles α (inférieurs à 1°) les épaisseurs théoriques déduites de la formule de Hann sont considérablement plus élevées que celles observées.

Connaissant l'épaisseur effective X_e et la valeur K_λ du coefficient d'absorption on calcule l'affaiblissement dû à la vapeur d'eau, A_{H_2O} , donné par l'expression :

$$A_{H_2O} = 10^{-K_\lambda \cdot X_e}$$

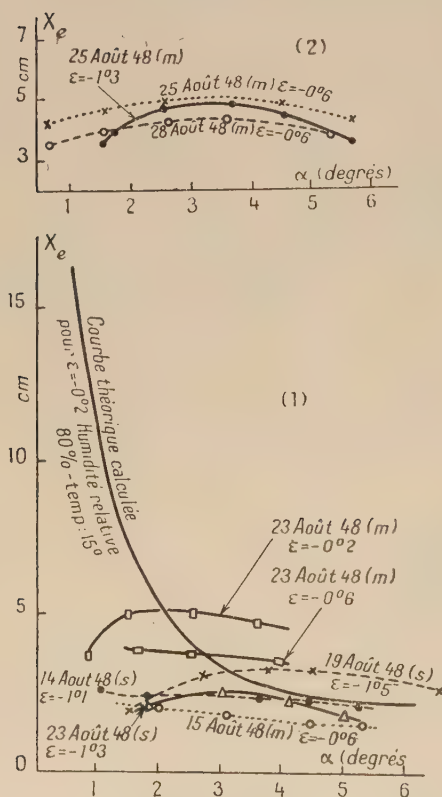


FIG. 20.

De l'allure des courbes de la figure 20, on peut toutefois prévoir que la vapeur d'eau ne produira pas de variation brusque de la brillance du ciel anticrépusculaire

4. DOSAGE DE LA VAPEUR D'EAU CONDENSABLE DANS L'ATMOSPHÈRE.

L'étude précédente a été complétée par des dosages de la quantité de vapeur d'eau condensable au zénith. Les raies utilisées sont toujours les raies *a* et *Z*. La

TABLEAU VII.

DATE	VAPEUR D'EAU CONDENSABLE ZÉNITH	HUMIDITÉ RELATIVE	TEMPÉRATURE (THER. SEC.)	MOYENNE ÉPAISSEUR VAPEUR D'EAU CONDENSABLE PENDANT OBSERVATIONS
—	—	—	—	—
14 août 48 (soir)	—	72	+ 2°8	3,4 cm
15 août 48 (matin)	0,36 cm	79	+ 5°0	2,8 cm
19 août 48 (soir)	—	82	+ 6°1	4,2 cm
23 août 48 (matin)	0,57 cm	88	+ 8°2	5,5 cm
23 août 48 (soir)	—	72	+ 12°3	3,2 cm
24 août 48 (matin)	—	30	+ 9°0	—
25 août 48 (matin)	0,60 cm	49	+ 10°6	4,7 cm
27 août 48 (matin)	0,75 cm	52	+ 11°2	6,7 cm
28 août 48 (matin)	0,29 cm	58	+ 7°8	4,0 cm
29 août 48 (matin)	0,28 cm	41	+ 5°4	1,3 cm

théorie du dosage est celle développée par M. et Mme Vassy [21], mais appliquée aux raies *a* et *Z*.

A l'aide d'un spectrographe particulier, de dispersion identique à celle du spectrographe utilisé pour l'« Ombre de la Terre », on a pris des spectres du soleil levant pour des distances zénithales comprises entre 75° et 36°.

J'ai groupé ces résultats dans un tableau où figurent, en outre, en regard de la date de l'observation :

— l'humidité relative,

— la température du thermomètre sec au moment de l'observation,
 — la moyenne de l'épaisseur d'eau condensable sur la direction d'observation,
 lors de l'étude de l'Ombre de la Terre (moyenne calculée pour des valeurs de α comprises entre 2° et 5°).

Toutes ces observations ont été faites au Pic du Midi.

Les valeurs moyennes portées sur ce tableau (dernière colonne) concordent, en ordre de grandeur, avec celles que l'on calcule à partir de l'épaisseur au zénith ou à partir des données sur l'humidité à la station d'observation par application des formules classiques, dont celle de Hann-Süring.

5. ABSORPTION PAR LA VAPEUR D'EAU : AFFAIBLISSEMENT EFFECTIF.

Considérons le cas où la dépression solaire est $\varepsilon = -0^\circ,2$. Calculons l'affaiblissement effectif de la vapeur d'eau d'après la formule du paragraphe 3 de ce chapitre.

On aurait des résultats analogues pour toute autre dépression solaire.

Les épaisseurs de vapeur d'eau condensable sont lues sur la courbe de la figure 20 (1) correspondant à la dépression solaire choisie, c'est-à-dire sur la courbe relative du 23 août (matin).

De part et d'autre de la limite de l'arche, l'épaisseur de vapeur d'eau condensable varie de 6 cm 2 à 6 cm 0.

On a calculé les affaiblissements correspondant aux épaisseurs de vapeurs indiquées et pour trois longueurs d'onde :

8 200 Å (raie Z), 7 180 Å (raie α), et 6 010 Å (pluie).

Les valeurs de ces affaiblissements sont données au tableau VIII ainsi que leur rapport.

TABLEAU VIII

λ (en Å)	COEFFICIENT D'ABSORPTION K_λ	AFFAIBLISSEMENT POUR UNE ÉPAISSEUR DE VALEUR D'EAU		RAPPORT
		6 cm 2	6 cm 0	
—	—	—	—	—
8.200 (Z)	0,20	0,0575	0,0632	1,10
et				
7.180 (α)	0,064	0,400	0,412	1,03
6.010				

Le rapport des affaiblissements est particulièrement intéressant. Lorsqu'on franchit la limite arche-ciel, la variation d'éclairement est faible : 10 % environ pour des raies assez fortes de la vapeur d'eau, 3 % seulement pour la région margi-

nale de la bande de la pluie qui coïncide avec le maximum d'absorption de l'ozone.

Le cas choisi correspond à des épaisseurs de vapeur d'eau plutôt élevées. En moyenne l'épaisseur est de l'ordre de 4 cm, donc la variation d'absorption sera plus faible.

Si la vapeur d'eau était le seul absorbant dans l'atmosphère, on ne devrait observer aucune discontinuité dans la brillance du ciel, puisque l'épaisseur de vapeur d'eau condensable ne varie que *lentement* avec la hauteur du point visé.

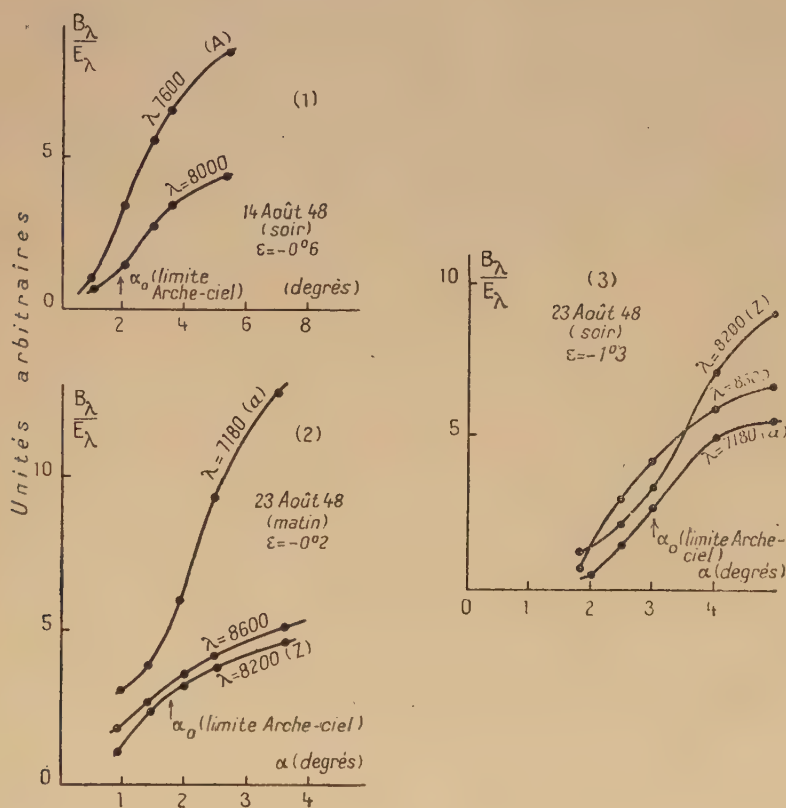


FIG. 21.

6. VARIATION DE LA BRILLANCE DU CIEL ANTICRÉPUSCULAIRE EN FONCTION DE LA HAUTEUR, DANS L'INFRA-ROUGE.

Les longueurs d'onde choisies sont les suivantes :

- 8 500 Å, entre deux bandes de la vapeur d'eau ;
- 8 200 Å, fond de la raie Z ;
- 7 600 Å, raie A de l'oxygène ;
- 7 180 Å, fond de la raie α .

Je rappelle que l'absorption par l'ozone peut être considérée comme nulle au delà de 7 500 Å, et que vers 7 200 Å le coefficient k_λ est de l'ordre de 0,007 (à peu près égal à la valeur qu'il possède pour 4 600 Å).

La figure 21 (1, 2, et 3) reproduit quelques-unes des courbes obtenues.

On n'y constate point de « saut de brillance », si frappant sur les courbes analogues tracées pour diverses radiations du domaine visible (figures 10 et 11).

Toutefois, on remarquera que les courbes relatives à $\lambda = 7\,180$ Å ont une pente beaucoup plus forte que les autres, et semblent tendre vers une limite pour des valeurs de α supérieures de 1° environ à la valeur de α_0 correspondant à la limite arche-ciel.

Si la diffusion atmosphérique jouait seule, la pente des courbes de brillance devrait décroître lentement au fur et à mesure de la diminution de λ . Il faut donc voir dans cette anomalie un résidu d'absorption sélective de l'ozone. De toute façon, au centre des bandes de la vapeur d'eau, *la variation de brillance est très progressive*.

L'examen qualitatif des spectres laissait d'ailleurs prévoir un tel résultat.

7. OZONE ET VAPEUR D'EAU.

Il est intéressant de comparer les valeurs des affaiblissements dus à l'ozone et à la vapeur d'eau.

J'ai donné au chapitre III la variation d'épaisseur effective d'ozone traversée et les valeurs de l'affaiblissement correspondant de part et d'autre de l'arche (tableau VI), pour la soirée du 12 août 1946.

J'ai déterminé les mêmes éléments pour l'observation du 23 août 1948 (matin) avec $\varepsilon = -0^\circ,2$.

La courbe x_e en fonction de α (pour $\lambda = 6\,010$ Å) a été déduite des spectres sur plaques panchromatiques pris à la même séance ; l'épaisseur réduite d'ozone au zénith est 0 cm 223.

La figure 22 reproduit cette dernière courbe, ainsi que la courbe théorique pour la même dépression ($\varepsilon = -0^\circ,2$) et pour la répartition moyenne d'ozone donnée par Götz pour Arosa (avec $e = 0$ cm 284 au zénith).

D'après les pointés de hauteur, pour $\alpha = 1^\circ,2$ on vise à l'intérieur de l'arche ; on a $x_e = 5$ cm 8. Pour $\alpha = 2^\circ$, on vise le « ciel », et $x_e = 3$ cm 55.

Puisque $k_\lambda = 0,075$ pour $\lambda = 6\,010$ Å, les valeurs des affaiblissements de part et d'autre de la limite arche-ciel sont :

$$\begin{array}{ll} a_{1^\circ,2} = 0,367 & \text{Rapport : 1,47.} \\ a_{2^\circ} = 0,541 \end{array}$$

Ainsi lorsqu'on passe de $1^\circ,2$ à 2° l'absorption par l'ozone diminue de 47 %.

Confrontons ces résultats avec ceux du tableau VIII de ce chapitre concernant la vapeur d'eau.

Si pour la longueur d'onde choisie les affaiblissements dus à l'ozone sont *du même ordre* que ceux de la vapeur d'eau, il n'en est pas moins vrai que la variation de ces grandeurs est près de 16 fois plus grande dans le cas de l'ozone que dans celui de la vapeur d'eau, et ceci entre les mêmes valeurs de α .

Si la quantité de vapeur d'eau est inférieure à 6 cm, l'écart est encore plus grand.

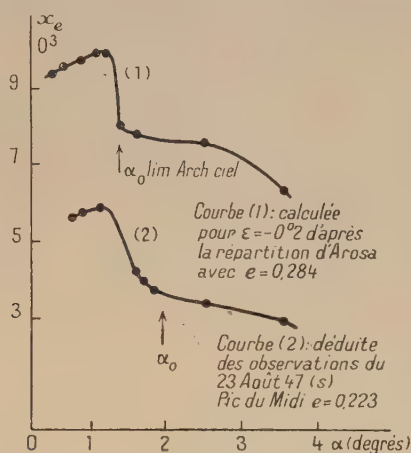


FIG. 22.

Pour les longueurs d'onde où elle produit une absorption décelable, la vapeur d'eau se comporte donc comme un écran de densité quasi constante dans la région du ciel étudiée lors d'une observation de l'ombre de la Terre.

D'un jour à l'autre la densité de cet écran est extrêmement variable. Il s'ensuit que la brillance générale du ciel anticrepusculaire peut changer du simple au double d'une séance d'observation à l'autre, sans que la netteté du phénomène de l'arche en soit affectée. Il suffit de quelques clichés photographiques, pendant quelques séances, pour constater le fait signalé ici.

CONCLUSION DE LA 1^{re} PARTIE

L'étude spectrophotométrique de l'Ombre de la Terre montre :

1° que la limite arche-ciel doit être uniquement attribuée à l'absorption sélective de l'ozone. Pour une radiation λ intérieure à la bande de Chappuis de l'ozone, la brillance du ciel au niveau de cette limite varie très rapidement : c'est le « saut de brillance » défini ici ;

2° que la vapeur d'eau influe sur la brillance générale du ciel, sans agir sensiblement sur l'amplitude du saut de brillance.

DEUXIÈME PARTIE

SOMMAIRE. — *Supposant une atmosphère idéalement limpide, dont on se rapproche en observant, par exemple, en montagne, on calcule comment varie la brillance du ciel anti-crépusculaire en fonction de la hauteur du point observé ; résultats des calculs dans différentes conditions. On retrouve des courbes en accord avec celles fournies par l'observation.*

ABSTRACT. — *In this second part, the author calculates the brightness of anti-crepuscular sky (in a vertical plane holding the sun), in function of the height above horizon of observed spot, and for several values of solar depression.*

For all these calculations (unfolded in a particular case), it is considered :

the atmospheric absorption by molecular diffusion (it is supposed a very clear atmosphere, without dust, that occurs when observer stands on a high mountain — by exemple, at the Pic du Midi Observatory) ;

the selective absorption by ozone ;

eventually, the absorption by water vapour.

Results of these calculations are tabulated ; and, for the particular case that we consider here, we give curves showing the variation of the brightness of the sky in function of the height of the observed spot.

These curves are like the curves given by observations of the Earth Shadow, and, consequently, the fact, that the phenomenon of Anti-crepuscular Arch is caused by ozone selective absorption, is corroborated.

Calcul de l'intensité lumineuse diffusée par un point du ciel anticrépusculaire.

CHAPITRE I

1. PRINCIPE DU CALCUL.

Considérons la figure 23 dont le plan de figure est déterminé par les centres du Soleil et de la Terre et la position du lieu d'observation :

Soient :

O le centre de la terre,

OT la trace, sur le plan de la figure, du plan séparant les deux hémisphères terrestres, celui qui est éclairé et celui qui est dans l'ombre. OT coupe la surface terrestre.

Supposons la terre immobile et l'observateur se déplaçant avec une vitesse équivalente à la vitesse périphérique de rotation de la terre pour le lieu d'observation P : les explications sont ainsi plus claires et plus simples.

L'observateur en P, à l'altitude H_0 au-dessus du sol, regarde dans la direction PV faisant l'angle α avec le plan horizontal passant en P.

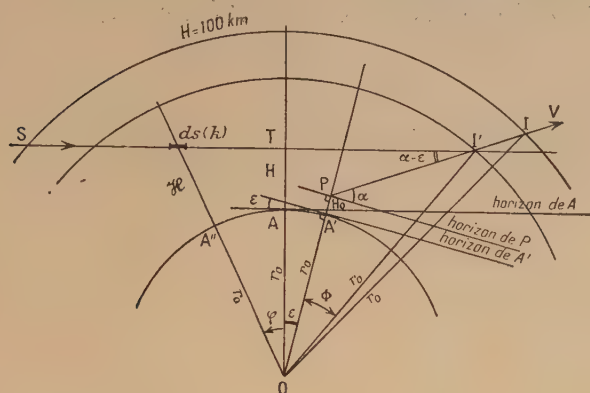


FIG. 23.

Soit SI' un rayon solaire passant à l'altitude H au-dessus de A et coupant en I' la droite PV . On supposera l'atmosphère inexistante au delà de 100 km d'altitude ; pratiquement la diffusion est nulle dès 70 km environ.

La lumière parvenant à l'observateur traverse l'atmosphère en suivant le trajet SI' , est diffusée en I' sur PV , puis, cheminant le long de $I'P$, subit encore une absorption.

La diffusion en I' mise à part, il faut tenir compte :

- de l'affaiblissement de la lumière par diffusion moléculaire,
- de l'affaiblissement dû à l'absorption de l'ozone,
- de l'affaiblissement éventuel dû à l'absorption par la vapeur d'eau.

Considérons un élément de trajet ds sur SI' . Soit k le coefficient d'absorption atmosphérique pour une certaine radiation, et pour un élément ds situé à l'altitude h au-dessus du sol (voir fig. 23). Si E_0 est l'éclairement du Soleil aux confins de l'atmosphère, on a :

$$E = E_0 \cdot e^{-\int_{SI'} k ds}$$

où E est l'éclairement en I' du volume élémentaire $d\nu$.

L'intensité diffusée en I' le long de PV est :

$$dJ_{I'} = R \cdot E \cdot d\nu$$

R étant le rapport de lord Rayleigh.

Le long de $I'P$, il y a encore affaiblissement, et l'observateur reçoit :

$$dJ = dJ_{I'} \cdot e^{-\int_{I'P} k ds}$$

Au total on a :

$$(1) \quad dJ = E_0 R \cdot e^{-\int_{I'P} k ds} \cdot d\nu = E_0 R \cdot A_{\text{air}} d\nu$$

en désignant par « A_{air} » la valeur de l'exponentielle.

Si k_λ est le coefficient d'absorption de l'ozone pour la même radiation λ que précédemment, l'affaiblissement dû à l'absorption sélective de l'ozone sera :

$$(2) \quad A_{O_3} = 10^{-k_\lambda \cdot x_{\text{STP}}}$$

où X_{STP} désigne l'épaisseur réduite pour le trajet considéré.

Pour la vapeur d'eau on a une expression analogue.:

$$(3) \quad A_{H_2O} = 10^{-K \cdot X_{\text{STP}}}$$

où K est le coefficient correspondant à la radiation choisie et X_{STP} l'épaisseur de vapeur d'eau condensable le long du chemin STP.

En définitive, l'intensité J diffusée vers P par tous les volumes élémentaires dv le long de PV est :

$$(4) \quad J = E_0 \int_{\text{PV}} R_{\text{I}'} \cdot A_{\text{air}} \cdot A_{O_3} \cdot A_{H_2O} \cdot dv.$$

Pour chaque valeur de α on a une intégrale de cette sorte, la dépression solaire ε étant fixée.

J connu, on peut calculer la brillance d'un centimètre carré du ciel. En réalité, il s'agit ici, non de connaître les valeurs intrinsèques de la brillance, mais plutôt de calculer la *variation* d'une de ces grandeurs en fonction de α pour une dépression donnée.

Le calcul va être complètement développé ici dans un cas particulier : longueur d'onde 6010 Å, dépression solaire $\varepsilon = 0^\circ, 2$, et 7 valeurs de α , choisies d'après les données d'observations.

Pour d'autres valeurs de ε ou de α , et pour d'autres longueurs d'onde, on donnera seulement les résultats calculés d'après ce principe.

2. DONNÉES NUMÉRIQUES.

On sait que l'on a :

$$(5) \quad R = \frac{J}{E} = 2\pi^2 \frac{(n-1)^2}{N} \cdot \frac{1}{\lambda^4} (1 + \cos^2 \theta) \frac{6+3\rho}{6-7\rho}$$

$$(6) \quad k = \frac{8\pi}{3} R$$

où N est le nombre des particules par cm^3 à l'altitude $\mathcal{H}$;

n l'indice de réfraction de l'air à l'altitude $\mathcal{H}$ donc fonction de sa densité ;

λ la longueur d'onde ;

$\frac{6+3\rho}{6-7\rho}$ le facteur de dépolarisation ;

θ l'angle de diffusion. Dans le cas acutél on a $\theta = \alpha - \varepsilon$ angles toujours petits. On prendra donc $\cos \theta = 1$.

La quantité $n - 1$ se calcule en fonction de l'altitude H et de la densité δ de l'air à cette altitude d'après la loi de Gladstone, applicable dans ces conditions.

Les valeurs de δ sont tirées des tables de Gamba, et valables pour une température au sol de 11°2 et une pression de 761 millimètres de mercure. De ces valeurs on déduit N en prenant $6,025 \cdot 10^{23}$ pour valeur du nombre d'Avogadro et $22,412 \text{ cm}^3$, pour volume moléculaire dans les conditions normales.

On prend $\lambda = 6010 \text{ Å}$ et le facteur de dépolarisation égal à 1,065, d'où les quantités R et k .

La table annexe donne en fonction de H , les valeurs respectives de δ , $n - 1$, k et R (colonnes 2 à 6).

CHAPITRE II

CALCUL DES AFFAIBLISSEMENTS

1. ABSORPTION ATMOSPHÉRIQUE : CALCUL DE A_{air} .

A) *Formule générale donnant ds .*

D'après l'expression (1), il faut calculer $e^{-\int_{\text{STP}} k ds}$, c'est-à-dire en premier lieu $\int k ds$.

L'élément de trajectoire ds est donné par la théorie de la réfraction astronomique. Pour le trajet tel que ST, passant à l'altitude H au-dessus de A on a (voir *Cours d'Andoyer*, tome I) :

$$(7) \quad ds = n_H(r_0 + H) \frac{\sin \zeta_0}{n \sin(\zeta - \varphi)} d\varphi$$

avec :

$$r_0 = 6.368 \text{ Km}$$

$\varphi = \widehat{\text{TO}ds}$, angle de la verticale de ds avec celle de A ;

ζ angle de la tangente en ds à la trajectoire du rayon lumineux avec AT.

En T la trajectoire des rayons est normale à AT, donc $\zeta = \zeta_0 = \frac{\pi}{2}$ et $\sin \zeta_0 = 1$.

Pour calculer $\int_{\text{STP}} k ds$, le trajet sera décomposé en trois tronçons ST, TI', et I'P.

B) *Tronçons ST et TI'.*

α) Pour ces deux tronçons, la fonction à intégrer est la même, seules varient les limites d'intégration. Dans tout ce travail, les intégrales seront calculées graphiquement (aires évaluées au planimètre).

La figure 23 montre que l'altitude $\mathcal{H}$ de ds est connue si on se donne l'altitude $H = AT$ et l'angle φ . Ainsi :

$$k = f(\mathcal{H}) = F(H, \varphi)$$

d'où :

$$(8) \quad kds = n_H(r_0 + H) \frac{F(H, \varphi)}{n \sin(\zeta - \varphi)} d\varphi.$$

Si dans (8) H est constant, ζ étant une fonction de φ , kds est une fonction de φ . On tracera donc sur papier millimétré les courbes donnant kds en fonction de φ . L'intégration donnera $\int kds$.

β) Limites d'intégration.

Pour le trajet ST , on doit intégrer entre 0 et la valeur φ_1 donnée par :

$$(9) \quad \cos \varphi_1 = \frac{r_0 + H}{r_0 + 100}.$$

Pour TI' , varie de 0 à φ_2 donnée par :

$$(10) \quad \operatorname{tg} \varphi_2 = \frac{TI'}{r_0 + H}$$

où TI' est donné par l'expression :

$$(11) \quad TI' = (r_0 + H) \left[\operatorname{tg} \varepsilon + \left(\frac{1}{\cos \varepsilon} - \frac{H_0 + r_0}{H + r_0} \right) \frac{\cos \alpha}{\sin(\alpha - \varepsilon)} \right].$$

Pour tenir compte de la réfraction, on majore TI' de quelques millièmes de sa valeur, suivant la valeur de H , et conformément aux données de la table annexe III construite d'après les exigences de la théorie de la réfraction.

Intégrations et tous calculs faits, on obtient :

— Pour le tronçon ST les exposants de l'exponentielle, donc les affaiblissements en fonction de H , pour la moitié de l'atmosphère.

— Pour le tronçon TI' , les affaiblissements en fonction de H et α .

C) *Parcours I'P.*

α) Le principe du calcul est le même que ci-dessus, la formule (8) étant seulement légèrement différente.

La trajectoire $I'P$ n'étant pas normale en P à la verticale du lieu, on a :

$$\zeta_0 = \frac{\pi}{2} - \alpha; \text{ d'où, d'après (7) ;}$$

$$(12) \quad ds = n_{H_0}(r_0 + H_0) \frac{\cos \alpha}{n \sin(\zeta - \Phi)} d\Phi$$

l'angle φ précédent étant remplacé par l'angle $\widehat{POI'} = \Phi$ (voir fig. 23).

On peut poser $\zeta = \frac{\pi}{2} - \alpha + \Delta\alpha$, $\Delta\alpha$ exprimant la variation de la réfraction le long de la trajectoire, au fur et à mesure de la diminution de la densité de l'air.

Ceci posé, l'équation (12) devient :

$$(13) \quad ds = n_{H_0} (r_0 + H_0) \frac{\cos \alpha}{n \cos (\Phi + \alpha - \Delta\alpha)} d(\Phi + \alpha)$$

L'introduction de la variable $\Phi + \alpha$ simplifiant le calcul numérique.

Le triangle POI' de la figure 23 permet d'écrire :

$$(14) \quad \cos (\Phi + \alpha) = \frac{r_0 + H_0}{r_0 + \mathcal{H}} \cos \alpha.$$

Par analogie avec ce qui a été fait plus haut, on posera que $\Delta\alpha$ varie proportionnellement à Φ , ce qui permet d'écrire :

$$\frac{1}{\cos (\Phi + \alpha - \Delta\alpha)} = \frac{p}{\cos (\Phi + \alpha)}.$$

En vertu de cette remarque, et compte tenu des équations (13) et (14) on a :

$$(15) \quad ds = n_{H_0} (r_0 + H_0) \cdot \frac{1}{n} \cdot \frac{r_0 + \mathcal{H}}{r_0 + H_0} \cdot p \cdot d(\Phi + \alpha).$$

Le facteur p permet de tenir compte de la réfraction. On doit prendre ici : $p = 0,999$.

L'altitude $\mathcal{H}$ de ds est une fonction de Φ donc de $\Phi + \alpha$. L'expression de kds est donc une fonction de $\Phi + \alpha$:

$$(16) \quad kds = n_{H_0} (r_0 + H_0) \cdot \frac{1}{n} \cdot \frac{r_0 + \mathcal{H}}{r_0 + H_0} \cdot p \cdot k(\mathcal{H}) \cdot d(\Phi + \alpha).$$

β) Pour intégrer l'expression (16) on construit les courbes donnant kds en fonction de $(\Phi + \alpha)$. Pour cela, il est commode de choisir des valeurs rondes de $\mathcal{H}$. L'équation (14) donne $\cos (\Phi + \alpha)$ donc $(\Phi + \alpha)$ en radian. La table annexe I donne k et l'équation (15) ds (1), d'où kds .

L'intégration entre les limites convenables donne l'exposant de l'exponentielle, donc les affaiblissements le long de PI' en fonction de H et de α .

γ) Limites d'intégration.

$\Phi + \alpha$ varie de α pour $\Phi = 0$ (volume diffusant en P) à une valeur $\Phi_1 + \alpha$ avec $\Phi_1 = \varphi_2 - \varepsilon$, l'angle Φ_1 étant celui correspondant à I'. L'angle φ_2 est calculé d'après l'équation (10), il est fonction de H et α . Quant à ε , il est connu d'après l'heure d'observation.

(1) La Table annexe II donne en fonction de $\mathcal{H}$, les valeurs de $\cos \alpha / n \cos (\Phi + \alpha - \Delta\alpha)$ qui permettent d'avoir ds , en les multipliant par le facteur constant : $n_{H_0} (r_0 + H_0)$.

D) Valeurs de A_{air} .

Le tableau IX, qui suit, donne les valeurs de l'absorption par diffusion appelée A_{air} , pour $\lambda = 6\,010 \text{ \AA}$, $\varepsilon = 0^{\circ},2$ et 7 valeurs de α .

TABLEAU IX

α H (Km)	$0^{\circ},5$	$0^{\circ},8$	$1^{\circ},2$	$1^{\circ},4$	$1^{\circ},6$	$2^{\circ},5$	$3^{\circ},6$
2,86	0,107	0,113	0,117	0,117	0,118	0,119	0,120
3	0,082	0,104	0,114	0,118	0,119	0,125	0,126
4	0,0176	0,034	0,074	0,087	0,095	0,116	0,129
5	0,0119	0,0167	0,053	0,065	0,076	0,106	0,126
7	0,0200	0,0212	0,048	0,054	0,065	0,105	0,140
10	0,0421	0,0506	0,069	0,082	0,095	0,134	0,187
15		0,103	0,124	0,143	0,151	0,211	0,275
20			0,166	0,181	0,195	0,262	0,348
25				0,206	0,222	0,292	0,365
30					0,244	0,303	0,397
35						0,322	0,394
40						0,340	0,411
50						0,381	0,460
70							0,490

Nota : Le calcul de A_{air} donné ci-dessus est arrêté dès que le volume diffusant se trouve à une altitude dépassant 100 km.

2. ABSORPTION PAR L'OZONE, CALCUL DE A_{O_3} .

Il faut d'abord calculer l'épaisseur réduite d'ozone le long du trajet S-P en fonction de H et de α . Connaissant le coefficient d'absorption k_{λ} , on en déduit l'affaiblissement.

On adopte, dans ce but, la répartition verticale d'ozone donnée par GÖTZ [22 et 23] pour Arosa (latitude 47° N). Cette répartition était pratiquement la seule que je connaissais au moment d'entreprendre les calculs. On peut objecter que la concentration au voisinage du sol (notamment pour $h < 5 \text{ km}$) est beaucoup trop forte et certainement erronée. Cet inconvénient a ici peu d'importance, car dans les basses couches atmosphériques l'absorption par diffusion l'emporte de beaucoup sur celle de l'ozone, même si la concentration de ce gaz y est très élevée.

J'ai vérifié qu'en prenant des concentrations d'ozone aux basses altitudes bien plus faibles, on modifiait un peu les valeurs de A_{O_3} pour ces altitudes, tout en laissant inchangée la valeur définitive de la brillance du ciel.

J'ai d'ailleurs repris, plus tard, des calculs (mais pour moins de valeurs de α) avec la répartition obtenue au cours de l'ascension de l'Explorer II (1), et avec celle valable pour Tromsø, déterminée par la méthode de GÖTZ.

Les quelques chiffres de la note ci-dessous montrent qu'en utilisant la répartition de REGENER il ne peut y avoir pratiquement aucun changement dans la valeur de la brillance finale du ciel. Avec la répartition de Tromsø les modifications sont très sensibles : il est vrai que cette répartition diffère nettement de celle d'Arosa. Toutefois, l'allure des courbes traduisant la variation de la brillance du ciel en fonction de α (courbes analogues à celles de la figure 25) *reste inchangée*, quelle que soit la répartition adoptée. Les résultats déduits de ces calculs sont donc qualitativement valables pour n'importe quel lieu d'observation.

Voici les concentrations d'ozone $\delta(\mathcal{C})$ utilisées ici :

$\mathcal{C}$	$\delta(\mathcal{C})$	$\mathcal{C}$	$\delta(\mathcal{C})$
—	—	—	—
0 — 5 Km	0,0060 cm/Km	25 Km	0,0096 cm/Km
5 — 10 Km	0,0062 cm/Km	30 Km	0,0090 cm/Km
10 Km	0,00628 cm/Km	35 Km	0,0062 cm/Km
15 Km	0,0069 cm/Km	40 Km	0,0014 cm/Km
20 Km	0,0086 cm/Km	45 Km	0 cm/Km

L'épaisseur réduite traversée est donnée par une intégrale de la forme :

$$x = \int \delta(\mathcal{C}) ds.$$

A) Cas des trajets ST et TI.

On néglige ici la réfraction, l'absorption par l'ozone n'étant prépondérante qu'à partir de 10 km. A cette altitude la réfraction allonge peu les trajets. Tenir compte de la réfraction compliquerait sérieusement les calculs pour ne modifier les épaisseurs d'ozone traversées que d'une quantité inférieure au millième de leurs valeurs (soit pour 10 cm, *au plus* de 1/10 de millimètre). L'affaiblissement résultant, A_{0^3} , reste donc pratiquement inchangé.

Le calcul est classique. On peut écrire :

$$(17) \quad x = \sqrt{2r_0} \int_{H_1}^{H_2} \frac{\delta(\mathcal{C})}{2\sqrt{\mathcal{C} - H_1}} d\mathcal{C}$$

(1) Avec la répartition obtenue de l'ascension de l'Explorer II, les modifications apportées aux affaiblissements partiels calculés sont les suivants : par exemple, pour $\varepsilon = 0^{\circ},2$ et $\alpha = 1^{\circ},4$:

$$H = 3 \text{ Km} \quad A_{air} \times A_{0^3} \begin{cases} \text{Regener} = 0,0565 \\ \text{Arosa} = 0,0506 \end{cases}$$

$$H = 15 \text{ Km} \quad A_{air} \times A_{0^3} \begin{cases} \text{Regener} = 0,0182 \\ \text{Arosa} = 0,0187 \end{cases}$$

Différence négligeable si $H > 15 \text{ Km}$

où H_1 est l'altitude de T au-dessus de A et H_2 l'altitude du volume diffusant $d\nu$ (en I'), donnée par :

$$(18) \quad H_2 = \mathcal{H}_{I'} = H_1 + \frac{TI'^2}{2r_0}$$

TI' est donnée par (11) où l'on fait $H = H_1$.

Les intégrations sont toujours effectuées graphiquement et donnent :

x_{ST} en fonction de H

$x_{TI'}$ en fonction de H et de α .

B) Cas du trajet I'P.

D'après les relations trigonométriques entre les données du problème, on a (voir fig. 23) :

$$(19) \quad PI' = (r_0 + H) \left[\frac{1}{\cos \varepsilon} - \frac{H_0 + r_0}{H + r_0} \right] \frac{\cos \varepsilon}{\sin (\alpha - \varepsilon)}.$$

Si α et ε sont donnés, PI' est évidemment fonction de H, d'où :

$$(20) \quad PI'_{(\alpha, \varepsilon)} = f(\mathcal{H}) \quad \mathcal{H} \text{ étant l'altitude de I'}$$

done :

$$ds = d(PI'_{\varepsilon, \alpha}) = f'(\mathcal{H}) d\mathcal{H}$$

d'où :

$$x_{IP} = \int_{H_0}^{\mathcal{H}_1} \delta(\mathcal{H}) f'(\mathcal{H}) d\mathcal{H}.$$

Le calcul de $f'(\mathcal{H})$ est fastidieux et conduit à une fonction difficile à intégrer. On calculera cette expression par voie graphique en construisant d'abord $f(\mathcal{H})$. Le tableau X résume ces calculs auxiliaires pour $\varepsilon = 0^\circ 2$ et $\alpha = 1^\circ 4$.

Pour la même dépression solaire, il faut opérer de même pour toute autre valeur de α .

TABEAU X

H (Km)	PI' (Km)	I' (Km)	pente $f'(\mathcal{H})$	$\delta(\mathcal{H})$ cm/Km	$f'(\mathcal{H})$ $\times \delta(\mathcal{H})$	x_{IP}
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
—	—	—	—	—	—	—
2,86	3,04	2,93	29,4	0,0061	0,179	0 cm
3	9,7	3,08	28,4	0,0061	0,173	0,032 cm
4	50,8	4,50	26,6	0,0062	0,165	0,295 cm
5	98,6	6,28	25,5	0,00623	0,159	0,580 cm
7	194	11,0	17,8	0,00635	0,113	1,225 cm
10	338	21,2	12,3	0,0089	0,109	2,350 cm
15	577	43,9	9,7	0,0003	0,0029	3,810 cm
20	818	76	—	0	0	3,810 cm
25	1058	117	—	0	0	3,810 cm

L'épaisseur réduite totale est la somme de 3 quantités homologues : x_{ST} , x_{TI} , x_{PI} .

De l'épaisseur totale, on passe à l'affaiblissement A_0 (cas de $\lambda = 6.010 \text{ \AA}$ $k_\lambda = 0,075$).

Le tableau XI donne les valeurs de A_0 .

TABLEAU XI

α H (Km)	0°5	0°8	1°2	1°4	1°6	2°5	3°6
2,86	0,424	0,427	0,428	0,429	0,429	0,429	0,430
3	0,408	0,418	0,424	0,426	0,427	0,430	0,432
4	0,276	0,337	0,379	0,386	0,393	0,406	0,415
5	0,167	0,264	0,331	0,341	0,354	0,378	0,394
7	0,093	0,153	0,259	0,275	0,294	0,342	0,370
10	0,098	0,085	0,161	0,189	0,221	0,295	0,339
15		0,092	0,112	0,112	0,118	0,200	0,277
20			0,120	0,121	0,122	0,137	0,195
25				0,144	0,145	0,154	0,171
30					0,216	0,229	0,249
35						0,394	0,430
40						0,515	0,561
50						0,555	0,605
70							0,605

3. ABSORPTION PAR LA VAPEUR D'EAU, CALCUL DE A_{H_2O} .

Pour calculer la valeur de l'absorption par la vapeur d'eau, on admettra comme valable la formule de Hann-Suring ; si f_λ est la pression partielle de la vapeur d'eau à l'altitude h , on posera que la quantité d'eau condensable sur la verticale et au-dessus de l'altitude R est donnée par :

$$E = 2,3 f_h 10^{-\frac{h}{22.200}} \quad (h \text{ étant exprimé en mètres}).$$

On supposera une humidité relative au sol de 80 % avec une température de 15°. On négligera la vapeur d'eau présente au-dessus de 7 km d'altitude.

Le calcul de l'absorption atmosphérique effectué plus haut, permet de connaître la « masse d'air » traversée dans la couche d'altitude inférieure à 7 km contenant la vapeur d'eau.

Connaissant, pour chaque valeur de H , la quantité de vapeur d'eau conden-

TABLEAU XII

α H (Km)	0°5		0°8		1°2		1°4		1°6		2°5		3°6		E_H (cm)
	E cm	A_{H^2O}	E cm	A_{H^2O}	E cm	A_{H^2O}	E cm	A_{H^2O}	E cm	A_{H^2O}	E cm	A_{H^2O}	E cm	A_{H^2O}	
0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	2,35
1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,32
2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,80
2,86	16,5	0,088	16,1	0,093	15,9	0,096	15,8	0,097	15,7	0,098	15,7	0,098	15,6	0,099	0,496
3	17,3	0,078	15,7	0,097	15,1	0,108	14,8	0,112	14,7	0,114	14,5	0,118	14,3	0,122	0,469
4	19,2	0,059	14,8	0,112	11,1	0,195	10,3	0,219	9,7	0,240	8,6	0,282	8,0	0,307	0,249
5	16,4	0,089	15,2	0,106	9,3	0,254	8,3	0,294	7,6	0,326	6,0	0,413	5,0	0,478	0,128
7	12,7	0,154	12,3	0,163	7,5	0,331	7,2	0,345	6,6	0,377	4,5	0,515	3,3	0,514	0,030
10 et au-dessus	12,6	0,160	12,2	0,170	7,4	0,340	7,1	0,360	6,5	0,390	4,4	0,530	3,2	0,635	~ 0

sable dans la masse d'air unité, on calcule sans difficulté, pour chaque tronçon du trajet suivi par le rayon lumineux, la valeur de la masse d'eau condensable, puis on fait le total.

La valeur de l'affaiblissement A_{H_2O} s'en déduit. Le coefficient adopté pour la longueur d'onde 6 010 Å est 0,064 [21]. On a ainsi groupé dans le tableau XII les quantités de vapeur d'eau condensable et les valeurs de A_{H_2O} correspondantes en fonction de H et de α ($\varepsilon = -0^{\circ},2$ comme plus haut) (voir page 155).

On remarquera que les épaisseurs de vapeur d'eau condensable ne varient pas d'une façon considérable en fonction de H et α .

Pour l'ozone, au contraire, les épaisseurs réduites traversées ont des latitudes de variation bien plus accentuées.

Si l'absorption par la vapeur d'eau est considérable, elle est du moins assez uniforme, fait tenant à la localisation de ce corps dans les basses couches atmosphériques.

CHAPITRE III

CALCUL DE L'INTÉGRALE FINALE

1. VALEURS DE LA CONSTANTE R POUR LES DIVERS POINTS I' .

La valeur R est une fonction de l'altitude $\mathcal{H}$ de I' . Cette altitude se calcule par l'équation (18). Connaissant $\mathcal{H}$, on a R à l'aide de la table annexe I.

2. CALCUL DÉFINITIF DE L'INTÉGRALE (4).

Pour avoir l'intensité reçue par l'observateur, il faut faire le produit des affaiblissements homologues des tableaux IX, X et XII (éventuellement), puis multiplier les affaiblissements globaux obtenus (fonction de H et de α) par les valeurs correspondantes de R .

Si $\Pi(A)$ est le produit des affaiblissements, à chaque point I' correspond une valeur du produit $R \cdot \Pi(A)$. Cette valeur, pour α et ε donnés, est fonction de H et peut s'exprimer en fonction de PI' , qui est aussi fonction de H .

En construisant la courbe $R\Pi(A)$ en fonction de PI' , et, en intégrant graphiquement, on obtient la valeur de J correspondant à 1 cm² du fond du ciel.

Mais on peut aussi calculer (ce qui a été fait ici pour pouvoir comparer les valeurs calculées à celles observées) la valeur de J correspondant à un petit élément de la fente du spectrographe, ce qui permet d'en déduire l'éclairement de

On doit donc exprimer dv en fonction de PI' ce qui se fait sans difficulté, sachant que la fente utilisée a une largeur de 11 /100 mm et connaissant les caractéristiques de l'objectif de projection.

Le tableau XIII (voir page 157) donne, dans ce cas, la valeur de $R.\Pi(A) d\sigma$, multipliée par 10^7 en fonction de H et de α , ainsi que les valeurs de PI' en kilomètres.

Les figures 24 (I et II) reproduisent les courbes dont l'intégration donne J ou plus exactement J/E₀ en fonction de α pour ε = — 0°, 2.

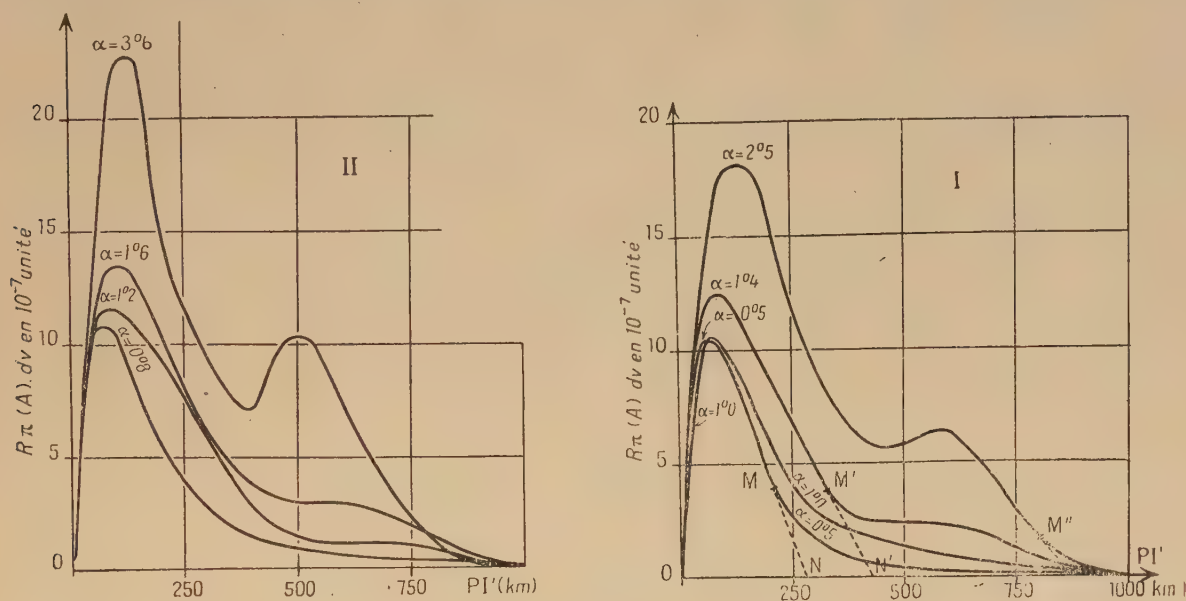


FIG. 24.

Les courbes relatives à $\alpha = 2^{\circ},5$ et $3^{\circ},6$ comportent chacune un maximum secondaire dû à l'absorption par l'ozone.

Les valeurs de J/E_0 définitivement calculées sont données dans le tableau XIV. Pour le moment, on n'a pas tenu compte de la vapeur d'eau. Sur ce tableau a été ajoutée la valeur de J/E_0 pour $\alpha = 1^{\circ},0$, calculée séparément par la même méthode, pour préciser la courbe donnant la variation de J/E_0 en fonction de α .

TABLEAU XIV

α	0°,5	0°,8	1°,0	1°,2	1°,4	1°,6	2°,5	3°,6
J/E ₀	2,20 10 ⁻⁴	2,48 10 ⁻⁴	2,63 10 ⁻⁴	3,81 10 ⁻⁴	4,03 10 ⁻⁴	4,72 10 ⁻⁴	7,16 10 ⁻⁴	8,05 10 ⁻⁴

De la valeur de J/E_0 on déduit la brillance. La connaissance de celle-ci a momentanément peu d'importance, puisqu'on veut d'abord chercher comment varie l'intensité diffusée par le ciel anticrepusculaire en fonction de α , à dépression solaire constante.

On trace donc la courbe donnant J/E_0 en fonction de α , représentée par la courbe 1 de la figure 25.

Le tableau XV donne J/E_0 en fonction de α dans le cas où agissent, à la fois, l'ozone et la vapeur d'eau.

TABLEAU XV

α	0°,5	0°,8	1°,0	1°,2	1°,4	1°,6	2°,5	3°,6
J/E_0	0,20	0,35	0,51	1,05	1,30	1,75	3,90	5,20
	10^{-4}	10^{-4}	10^{-4}	10^{-4}	10^{-4}	10^{-4}	10^{-4}	10^{-4}

La courbe représentant, dans ce cas, J/E_0 en fonction de α est la courbe 2 de la figure 25.

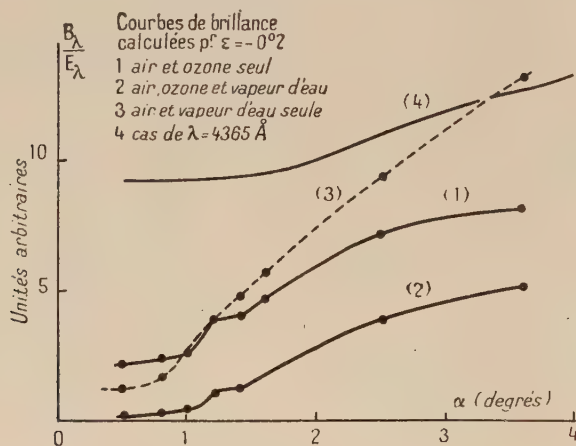


FIG. 25.

3. REMARQUES SUR CES COURBES.

Les courbes 1 et 2 de la figure 25 révèlent comme les courbes expérimentales des figures 10 et 11 la présence d'une variation brusque dans l'intensité diffusée par le ciel anticrepusculaire.

Autrement dit, on retrouve ici le « *saut de brillance* ».

Cet accident se produit pour des α compris entre 1° et 1°,2 valeurs sensiblement du même ordre que celles observées.

Précisons que :

a) l'absorption sélective de la vapeur d'eau *ne change pas la position du « saut »*, mais augmente un peu son amplitude.

Pour $\lambda = 6\,010\text{ \AA}$ les valeurs théoriques des amplitudes sont :

ozone seul $a = 1,45$,

ozone + vapeur d'eau $a = 2,00$.

On rappelle que l'amplitude moyenne observée est $a = 1,63$, valeur plus proche de celle obtenue théoriquement avec l'ozone seul, que de celle trouvée en faisant intervenir les deux absorptions. L'observation n'a jamais donné des valeurs de a supérieures à 1,80.

b) la vapeur d'eau agissant seule ne donne pas le phénomène du saut de brillance. La courbe théorique donnant la variation de la brillance du ciel en fonction de α a, dans ce cas, une allure continue. La courbe 3 de la figure 25 représente la courbe en question. Sa forme est d'ailleurs peu différente de celle que l'on obtient en ne considérant que l'air seul (courbe 4).

4. RÉSULTATS DES CALCULS POUR D'AUTRES VALEURS DE ε ET DE α .

Les calculs développés ci-dessus ont été repris pour d'autres conditions groupées dans le tableau XVI. On n'a volontairement considéré ici que l'absorption par l'ozone, en plus de l'absorption par diffusion. Les éléments de ce tableau, joints à ceux du tableau XIV, doivent servir à l'établissement d'une courbe de montée théorique. Or, on a vu que si la vapeur d'eau est susceptible d'augmenter l'amplitude du saut de brillance, elle n'en modifie pas la position. Il était donc inu-

TABLEAU XVI

$\varepsilon \backslash \alpha$		— 0°,6	— 0°,9	— 1°,1	— 1°,3	— 1°,5	— 2°,0
J/E ₀ en 10 ⁻⁴ unité pour :	1°,4	2,70	1,60	0,90	0,70	0,65	0,60
	1°,6	2,75	1,65	0,96	0,80	0,72	—
	1°,8	3,30	1,67	1,16	0,90	0,80	0,70
	2°,0	3,40	1,70	1,25	1,10	1,00	0,97
	2°,3	—	1,75	1,45	1,35	—	—
	2°,5	3,80	2,05	1,70	1,60	1,55	1,41
	2°,9	—	—	2,20	2,10	—	—
	3°,0	—	—	2,60	2,30	—	2,52
	3°,1	—	—	2,70	2,55	—	—
	3°,2	—	—	—	2,80	—	—
	3°,3	—	—	—	3,15	—	—
	3°,5	4,80	3,90	3,73	3,60	3,58	3,25
	3°,6	—	—	—	—	3,53	3,30
	4°,5	5,30	5,0	4,60	4,10	3,58	3,63
	5°,0	—	—	—	—	3,60	3,70
	5°,5	—	—	—	—	4,00	3,99
	6°,0	—	—	5,00	4,55	4,10	4,00

tile d'accroître la longueur des calculs en faisant intervenir l'absorption par la vapeur d'eau.

Les nombres du tableau XVI permettent éventuellement de tracer les courbes analogues à celles de la figure 25.

On y remarque la présence d'un « saut » dont l'amplitude décroît comme la dépression croît, d'une façon toute semblable aux courbes observées.

Dans le cas où $\varepsilon = -0^{\circ},2$, on a étendu les calculs aux radiations de longueur d'onde :

$$4.365 \text{ \AA} \quad 5.750 \text{ \AA} \quad 5.895 \text{ \AA}$$

Pour la première longueur d'onde, les calculs ont été poursuivis pour les 7 valeurs de α déjà utilisées. Pour les deux dernières, on s'est borné aux valeurs de α égales à 1° et $1^{\circ},2$.

Pour $\lambda = 4\,365 \text{ \AA}$, la courbe de variation de J/E_0 en fonction de α est la courbe 4 de la figure 25.

Pour les très faibles valeurs de α , les courbes 3 et 4 présentent un palier, c'est-à-dire que la brillance du ciel devrait être constante sur une certaine étendue. L'ozone modifie très sensiblement cet état de chose.

Le tableau XVII, ci-dessous, donne pour les trois radiations indiquées et pour $\varepsilon = 1^{\circ}$ et $1^{\circ},2$, les valeurs de J/E_0 et leur rapport que l'on peut comparer aux valeurs observées, portées sur le tableau V.

TABLEAU XVII

$\begin{array}{c} \alpha \\ \lambda \end{array}$	$1^{\circ},0$	$1^{\circ},2$	R
—	—	—	—
4.365 Å	$9,25.10^{-4}$	$9,27.10^{-4}$	1,00
5.750 Å	$3,16.10^{-4}$	$4,44.10^{-4}$	1,40
5.985 Å	$3,02.10^{-4}$	$3,50.10^{-4}$	1,16

5. REMARQUE.

Dans un article intitulé « Ombre de la Terre », Vojtěch Letfus [24], conteste les conclusions d'une de mes notes aux « Comptes Rendus » [16].

Les circonstances actuelles ne m'ont pas permis de discuter amicalement cette importante question avec M. Letfus.

J'aurais été heureux de recouper mes calculs avec ceux de l'auteur, en demandant à celui-ci de bien vouloir obtenir plusieurs valeurs de la brillance du ciel pour des hauteurs comprises entre 1 et 2 degrés, et de faibles valeurs de la dépression solaire. Je ne doute pas qu'ainsi nos conclusions eussent été en bon accord.

CONCLUSION DE LA DEUXIÈME PARTIE

1) La brillance du ciel anticrépusculaire croît brusquement pour une certaine hauteur et pour un petit accroissement de celle-ci. La position de cette discontinuité ou « saut » est en accord avec les observations.

2) Le « saut de brillance théorique » a une amplitude du même ordre que celle observée.

3) La vapeur d'eau ne modifie pas l'allure de la courbe donnant la variation de la brillance en fonction de la hauteur du point observé.

4) L'absorption par la vapeur d'eau est à peu près constante dans la portion de ciel où s'observe l'ombre de la Terre. Pratiquement la courbe de brillance est simplement décalée, bien que l'amplitude du saut soit légèrement augmentée.

5) Le « saut de brillance » n'est possible qu'avec l'absorption de l'ozone et parce que ce gaz a une *concentration maxima dans une couche élevée*.

En somme, on retrouve par le calcul les conclusions de la première partie. D'ailleurs le seul but de ce calcul est de montrer que les résultats expérimentaux sont théoriquement corrects ; bien que je ne confronte pas les valeurs observées et calculées je dois signaler qu'elles sont du même ordre de grandeur.

Enfin, des tableaux de chiffres ont été donnés pour servir de base à des recherches ultérieures.

TROISIÈME PARTIE

SOMMAIRE. — *Étude de la montée de l'Ombre de la Terre : remarques d'observations et courbes de montée.*

Localisation du phénomène ; définition des notions « fond apparent de l'atmosphère » et « plafond de l'ozone ».

Utilisation de ces notions pour l'établissement des courbes de montée théoriques. Application pratique.

ABSTRACT. — *In this third part, some remarks about Earth Shadow are indicated, principally concerning its apparition, its evolution and its colour.*

Curves of Earth Shadow rise are given ; that is to say curves giving the heights above the horizon of the tops anti-crepuscular phenomena in function of solar depression.

With data of observations and results of calculations of the second part of this Memoire, position in space of anti-crepuscular Arch could be settled, These researches permit to define the two notions of " Apparent bottom of the atmosphere " and " Ozon upper limit ".

It is deduced an equation allowing to draw theorical curves of Earth Shadow rise. These curves have a practical interest to determine the " Ozon upper limit " and the quantity of this gas in the atmosphere.

Montée et position de l'Ombre de la Terre.

CHAPITRE I

ÉTUDE DE LA MONTÉE DE L'OMBRE DE LA TERRE

1. OBSERVATIONS SUR L'ÉVOLUTION DU PHÉNOMÈNE.

Pour fixer les idées, plaçons-nous au moment du coucher du Soleil (phénomènes inverses au lever).

A) Arche.

α) Apparition.

L'Arche apparaît avant le coucher apparent du Soleil, c'est-à-dire *émerge de l'horizon* dès que la distance zénithale de cet astre atteint $88^{\circ},5$ *en moyenne*.

On n'observe pas de différence systématique en plaine ou en montagne.

La hauteur angulaire de l'arche se mesure avec précision depuis son apparition jusque vers une trentaine de minutes après la disparition du soleil (dépression du

soleil égale à -5° , en moyenne) ; la hauteur atteint alors de 20 à 25° . Cependant, on discerne encore l'arche pendant 5 minutes, environ. A ce moment, le ciel prend très rapidement une teinte uniforme, et on ne distingue plus, outre l'albe, que l'arc crépusculaire bleu verdâtre qui s'abaissera et dont la disparition marquera le terme du crépuscule astronomique.

A l'instant où l'arche cesse d'être visible, l'altitude du rayon tangent à la sphère passe entre 40 à 45 km au-dessus de l'observateur.

β) Teinte de l'Arche.

Dès son apparition, l'arche présente une teinte gris rosé. Très basse à cet instant, elle est délicate à étudier au spectrographe, car l'horizon, même par beau temps, est rarement très pur.

A mesure que l'Arche s'élève, sa teinte tend à devenir d'un beau bleu indigo, parfois très foncé.

J'ai déterminé pour quelle dépression solaire se produisait le virage du gris rosé au bleu franc. Ce travail est assez facile, le changement de teinte étant relativement rapide (1 à 2 minutes environ). Mais l'époque du virage est différente selon l'altitude du lieu d'observation.

a) Observateur au Pic du Midi.

A cette station, le virage se produit pour une valeur de ε approximativement égale à $-0^\circ,6$.

La teinte bleu indigo n'est observée qu'un peu plus tard, pour des dépressions comprises entre $-1^\circ,5$ et 2° , suivant la pureté de l'atmosphère.

b) Observateur à Bordeaux (ou en plaine).

Le virage s'effectue dès que le bord inférieur du soleil tangente l'horizon, et la teinte bleu franc est observée dès que le soleil a disparu sous l'horizon.

γ) Remarque.

1° En plaine, la teinte bleue apparaît dès que le soleil est complètement couché.

En montagne, en raison de la dépression de l'horizon sensible (au Pic du Midi : $-1^\circ,7$), le Soleil ne disparaît complètement que pour des distances zénithales supérieures à 90° . L'arche ne commence donc à changer de teinte que pour une hauteur faiblement négative, c'est-à-dire lorsque l'éclairement par le soleil est suffisamment affaibli.

On a vu que la teinte bleu indigo ne s'observait, au Pic du Midi, que si ε était compris entre $-1^\circ,5$ et -2° , valeurs encadrant celle de la dépression de l'horizon sensible. Cette teinte ne s'observe donc que lorsque le soleil est complètement couché, exactement comme en plaine.

Si le couchant est assez nuageux (le reste du ciel étant clair), ce qui se produit

assez souvent, la teinte bleu foncé est observée beaucoup plus tôt, le soleil se trouvant pratiquement « couché » avant les heures calculées.

2° En azimut, l'arche s'étend, au début de son apparition, sur une centaine de degrés environ.

Elle se développe rapidement par la suite et atteint une amplitude maxima de 160° à 170° , comme j'ai pu le mesurer sur des clichés panoramiques dont je reproduis ici un exemple (fig. 26).

B) *Lumière pourpre.*

L'arche est limitée supérieurement dès son apparition par une belle bordure pourpre, mince, et de même étendue en azimut. Au-dessus de cette bande, se trouve une zone de même couleur très spectaculaire.

Ce sont *ces vastes rayons pourpres que je considère ici*. Leur intensité est très variable, et corrélativement leur hauteur apparente très capricieuse. Ils sont gênants lorsqu'on fait la spectrophotométrie de l'Ombre de la Terre. C'est ce qui m'a incité à les étudier.

RIGGENBACH [7] a observé cette tache rose de l'anti-couchant. Il distingue la bordure rose, mince, du début qu'il trouve s'éteindre pendant 4 minutes juste après le coucher du soleil, pour être remplacée par une autre tache rose durant 25 minutes environ. Si l'extinction est souvent difficile à apercevoir, ces observations sont cependant très exactes.

Je dirai seulement que cette zone entourant l'anti-soleil a une courbure beaucoup plus forte que l'arche, et son étendue en azimut ne dépasse pas 60° , comme l'attestent de nombreux clichés photographiques.

C) *Albe.*

Il est aujourd'hui bien établi que l'éclairement des nuages ou des hauts sommets montagneux est dû à l'Albe. D'ailleurs ce phénomène a suscité de nombreuses observations et recherches.

a) *Chronologie.*

A 3 000 mètres d'altitude, l'albe s'observe de 5 à 10 minutes après le coucher du soleil, suivant l'état nuageux du couchant. Si la couche nuageuse a une certaine hauteur au-dessus de l'horizon, le soleil disparaît plus vite. Sinon, l'albe n'est bien distincte qu'au bout des dix minutes indiquées.

En plaine, l'albe devrait apparaître dès la disparition du Soleil. Mais cette fois, les brumes de l'anticouchant et la « vase » presque toujours présentes gênent son observation, et il faut souvent attendre une quinzaine de minutes après le coucher pour la distinguer nettement.

L'albe disparaît toujours un peu avant la fin du crépuscule astronomique.

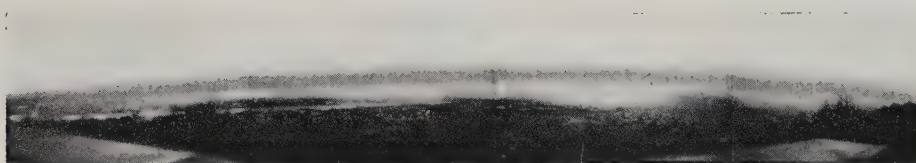


FIG. 26.

L'Ombre de la Terre à Bordeaux. Le 4 février 1949 à 7 h 8 m TU.
Champ de la photographie 160°. Dépression solaire — 2°,4.

b) *Détails sur son aspect.*

L'albe apparaît d'abord comme une bande blanchâtre contrastant avec le bleu de l'arche. Puis, le phénomène évoluant, on voit apparaître une zone circulaire assez brillante, bien distincte, surmontée d'une région de transition dégradée entre le sommet de ce cercle et la base de l'arche. Le cliché 1 de la figure 1 illustre l'aspect de ce phénomène.

Le sommet de la zone brillante se pointe aisément et se photographie de même.

En pratique, c'est la hauteur de ce sommet qu'on désigne par : « hauteur de l'albe ».

La région de transition est beaucoup plus pâle et sa teinte est plus difficile à définir. La base de l'arche est toujours assez floue, sauf ciel de pureté exceptionnelle. J'ai pu cependant la pointer, et étudier sa montée en même temps que celle du maximum de brillance de l'arche.

c) *Au sujet de la « seconde montée de la Nuit ».*

DURAND-GRÉVILLE [11] rapporte avoir aperçu au ras de l'horizon, au bas de l'albe, une zone sombre dont il a donné des dessins qu'il appelait « seconde montée de la nuit », l'arche étant pour lui la première.

Pendant mes quatre séjours au Pic du Midi, soit pendant cinq mois, au total, je n'ai observé ce phénomène que quatre fois :

en 1945, le 29 juillet et le 3 août,
en 1946, les 7 et 8 août.

Mais après étude attentive, cette zone sombre, qui d'ailleurs ne monte que très peu, ne se manifeste que *lorsqu'il y a des bancs de brume vers l'anticouchant*.

Lorsque l'albe ne les éclaire plus suffisamment, ils paraissent sombres.

J'ai effectivement repéré chaque fois ces bancs avant le coucher du Soleil et mesuré leur hauteur. J'ai pu constater ainsi que la hauteur apparente limite de cette « seconde montée de la Nuit » coïncidait avec la hauteur des bancs mesurée auparavant.

La zone sombre qui se manifeste ainsi est donc due à des brumes et est sans rapport avec le phénomène normal.

Par ciel pur, au voisinage de l'horizon il n'y a jamais rien de semblable.

2. COURBES DE MONTÉE.

Ces remarques d'observations personnelles données, je vais reproduire quelques courbes de montée et les étudier. Les courbes obtenues ici sont d'ailleurs d'aspect semblable à celles publiées par GRUNER [13].

A) Arche.

La figure 27 représente quelques courbes de montée. Il ne m'est pas possible de les donner toutes distinctement, mais leur aspect général reste le même, quel que soit le lieu d'observation ou la saison.

Au début, la montée est peu rapide, puis lorsque la dépression atteint -4° , la valeur de α croît très rapidement.

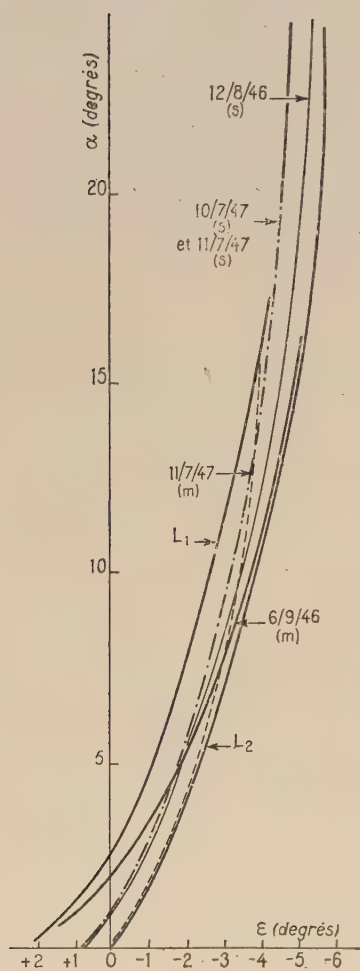


FIG. 27.

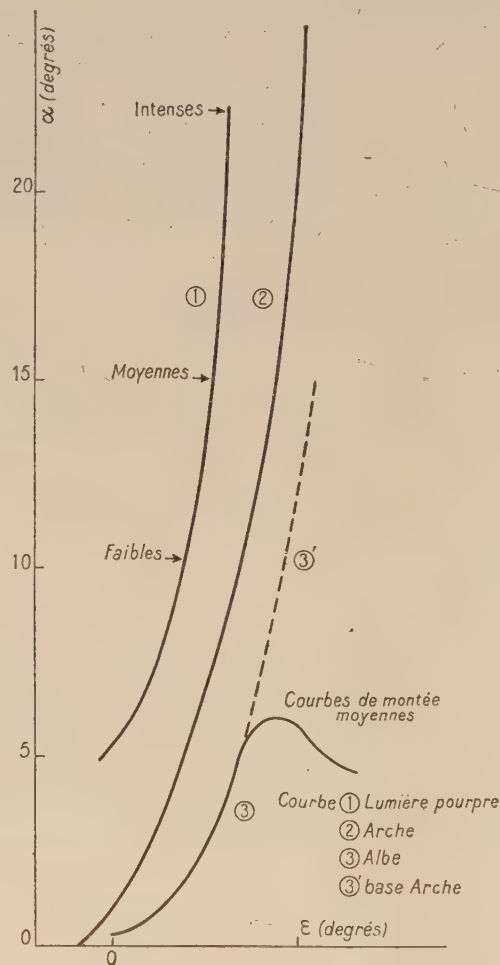


FIG. 28.

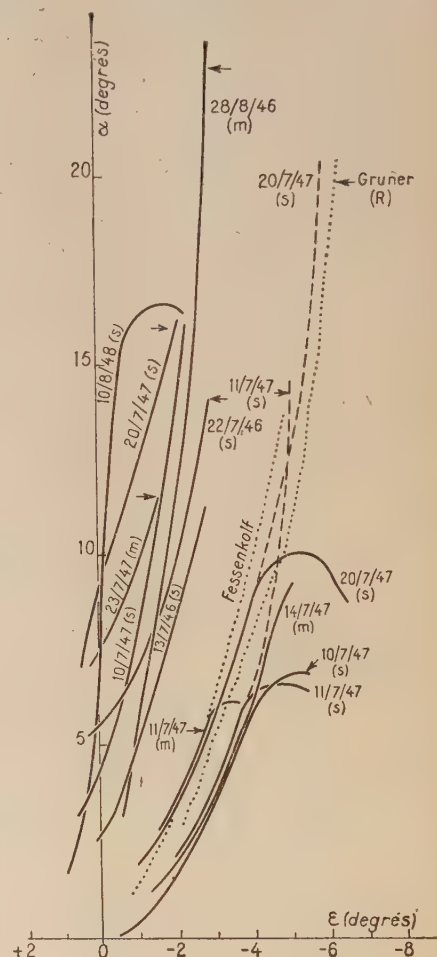


FIG. 29.

L'ensemble de toutes les courbes obtenues se situe entre deux courbes limites L_1 et L_2 tracées sur la figure 27. On peut donc dire, qu'en gros, la montée du phénomène est représentable par une courbe moyenne dessinée sur la figure 28 : les écarts maxima ne sont jamais très importants.

Très souvent, deux courbes de montée déterminées à deux séances différentes coïncident exactement.

La figure 27 en représente un exemple : 10 et 11 juillet au soir.

B) *Lumières pourpres anticrépusculaires.*

La figure 29 représente quelques exemples de ces courbes. Leurs pentes sont très variées, comme les hauteurs limites atteintes.

Ces lueurs pourpres peuvent s'éteindre graduellement, leur hauteur semblant croître progressivement (voir courbes où une petite flèche désigne le dernier pointé possible) ; ou encore, on peut observer une diminution de hauteur vers la fin du phénomène. La courbe de montée présente ainsi un maximum. La figure 29 en donne un exemple parmi ceux observés.

J'ai tenté de représenter la montée de ces lumières pourpres par une courbe moyenne : voir figure 28. En règle générale, la hauteur limite atteinte est en rapport avec leur intensité. Trois flèches en regard des indications : « faibles », « moyennes » et « intenses » indiquent les limites *très approximatives* atteintes par cette lumière pourpre dans les divers cas : mais il ne s'agit là que d'un schéma, tous les intermédiaires s'observant.

Le phénomène est donc très irrégulier. Les observations faites me permettent d'affirmer que la lumière pourpre anticrépusculaire est très faible, et s'éteint, par conséquent, très vite, si le ciel est très pur du côté du soleil ; (je considère par exemple l'horizon très pur lorsqu'on voit le « rayon vert »).

On a de même des lumières pourpres faibles, lorsque le soleil disparaît, avant son coucher astronomique, derrière une épaisse couche nuageuse couvrant une partie importante du ciel.

Par contre, les lueurs pourpres sont très intenses si le soleil se couche (ou se lève) derrière un léger voile de cirri ou une brume légère. Ces éléments sont quelquefois visibles au moment de l'observation de l'ombre ; mais il arrive qu'ils se trouvent alors sous l'horizon et qu'on ne les aperçoit que quelques heures après.

Au Pic du Midi, j'ai observé très souvent que ces brumes ou cirri coïncidaient avec l'arrivée d'une perturbation d'ouest. D'ailleurs le R. P. Combier a signalé la relation entre les lumières pourpres et la situation météorologique. Elles sont l'indice, lorsqu'elles sont intenses, de la proximité d'une marge nuageuse.

C) *Albe.*

Quelques exemples de courbes de l'Albe sont tracées sur la figure 29.

Au début de l'apparition de l'albe, on pointe sans difficulté la limite arche-albe qui est nette. Plus tard, les mesures portent sur le sommet de l'arc blanc lumineux de l'albe et si possible sur la base de l'arche.

a) *Pointés sur le sommet du maximum de brillance.*

La hauteur de l'albe croît d'abord, passe par un maximum vers $\varepsilon = -5^{\circ}$ et décroît ensuite aussi rapidement qu'elle a augmenté, en perdant son éclat. Les mesures deviennent impossibles dès que la dépression atteint -7° .

La hauteur maxima de cette zone brillante varie, suivant les jours, de 6 à 10 degrés et ne dépasse qu'exceptionnellement cette valeur.

Il est possible de tracer une courbe moyenne de montée de l'albe, représentée sur la figure 28.

Les courbes d'albe sont assez régulières d'allure dans le temps, et se groupent, comme dans le cas de l'arche, entre deux limites assez étroites.

b) *Hauteur de la base de l'arche.*

Dès que ϵ atteint de -3° à -4° , on peut viser, outre le sommet du disque brillant, la base de l'arche, c'est-à-dire la limite où l'œil distingue une différence de coloration entre le bleu foncé de l'arche et la teinte lavée de la zone de transition décrite ci-dessus.

Cette distinction est bien objective, car confirmée par la photographie.

Sur la figure 29 on a porté les hauteurs de la limite arche-albe en fonction de ϵ . Les points se placent au-dessus des points concernant la zone brillante. Deux exemples sont donnés : 11 et 20 juillet 1947 — soir. Les mesures sont arrêtées pour $\alpha = 15^\circ$.

Dans les autres cas où j'ai pu observer avec précision ce phénomène les résultats sont identiques.

En définitive, la courbe de l'albe se divise en deux branches dès que ϵ compris entre -3° et -4° .

La courbe avec sa branche supérieure ressemble à celle de la montée de l'arche, mais décalée vers la droite. Pour une date et une dépression données, la différence entre la courbe de montée de l'arche et celle de l'albe (branche supérieure) définit la largeur apparente de l'arche.

Je n'ai jamais observé dans la montée de ces phénomènes de différence systématique avec la saison. Dans le temps il y a de légères différences dans l'évolution, celle-ci étant fonction de la durée du crépuscule.

CHAPITRE II

LOCALISATION DE L'OMBRE DE LA TERRE

1. REMARQUES D'OBSERVATION.

J'ai observé l'« Ombre de la Terre » plusieurs fois par ciel demi-couvert, alors, que des nuages isolés occupaient la région du ciel anticrépusculaire.

Quelle que soit la dépression solaire, l'arche apparaît très bleue entre les nuages plus ou moins sombres et blanchâtres. On avait l'impression d'observer ou de photographier l'arche à travers une « fenêtre » pratiquée dans la formation nuageuse.

L'Ombre de la Terre apparaît ainsi comme un phénomène plus lointain que les nuages. En tout cas, je n'ai jamais observé quelque chose ressemblant à la projection d'un cône d'ombre sur des nuages ou des brumes, même très éloignés.

Bien au contraire, l'« Ombre de la Terre » se voit d'autant mieux que l'atmosphère est plus pure.

On peut, grâce aux nuages, évaluer la distance apparente minima de l'arche.

Un nuage à 6 000 mètres d'altitude vu par l'observateur au ras de l'horizon, est aux environs de 250 km de lui.

Si les nuages sont plus élevés, ce qui arrive parfois, la distance est supérieure mais ne dépasse jamais 350 km. *L'arche apparaissant toujours plus éloignée est donc à plus de 350 km de l'observateur.*

2. ÉTUDE DE LA LOCALISATION.

A) A l'aide des calculs de la deuxième partie, on peut montrer qu'il existe une zone de maximum de diffusion, dont la distance à l'observateur, fonction de ε et de λ , ne dépasse jamais 350 km.

On peut donc considérer la région de diffusion maxima comme plus proche de l'observateur que les nuages, ou au moins à la même distance.

Or les nuages masquant toujours l'arche, on peut conclure que *l'arche n'est certainement pas localisée dans la zone du maximum de diffusion, mais plus loin.*

B) On peut se demander si la position de l'arche ne coïncide pas avec celle du « centre de gravité » du volume diffusant. *Il n'en est rien*, car ce centre de gravité, qui peut se déterminer d'après les courbes des figures 24, n'est guère beaucoup plus éloigné que le maximum de diffusion, chose naturelle, étant donnée la forme de ces courbes. Pour $\lambda = 0,^{\mu}6$, le centre de gravité ne dépasse jamais 350 km ; dans le bleu on aurait des valeurs à peine supérieures.

C) Comme l'« Ombre de la Terre » n'est pas un phénomène projeté sur une couche écran de brumes ou de nuages, et exige, au contraire, une atmosphère très limpide pour être bien visible, on peut donc la considérer comme *localisée très loin.*

Considérons alors les courbes de la figure 24 (I et II). Nous pouvons connaître la distance PI' des couches dont l'intensité diffusée est négligeable.

Il suffit, pour cela, de prolonger la branche descendante, quasi rectiligne, jusqu'à son intersection avec l'axe des abscisses. Les prolongements sont définis par les droites en tirets MN , $M'N'$, $M''N''$, etc.

Voici quelques exemples des distances et des altitudes correspondantes (cas de $\varepsilon = -0^{\circ},2$ et $\lambda = 0,^{\mu}6$).

TABLEAU XVIII

α	DISTANCE OBSERVATEUR	ALTITUDE
ZONE DE DIFFUSION NÉGLIGEABLE		
0°,5	275 Km	15 Km
1°,4 (sommet arche)	425 Km	25 Km
2°,5	875 Km	90 Km

L'ordre de grandeur de ces distances est compatible avec la distance minima exigée par les nuages.

Ainsi, pour une même dépression solaire, les diverses parties de l'ombre ne sont certainement pas à la même distance de l'observateur.

L'arche est donc localisée dans la région de l'atmosphère où, dans les conditions d'observation de ce phénomène, la diffusion devient négligeable.

Les couches très élevées et très peu diffusantes forment comme un « fond apparent » sur lequel semble se projeter le phénomène.

La distance du fond apparent croît avec ε et α , mais tend naturellement vers une limite de l'ordre de 800 km. A la distance limite, correspond une altitude limite située entre 90 et 100 km d'altitude, c'est-à-dire celle de la couche où la densité atmosphérique décroît brusquement pour être négligeable.

Complétons le tableau XVIII. Les nombres des tableaux XIV et XVI permettent de tracer les courbes donnant la variation de la brillance en fonction de α pour chaque valeur de ε .

On sait que la valeur α_0 de la fin du saut de brillance n'est autre que celle qui correspond au sommet de l'arche. On en déduit donc, en fonction de ε , les hauteurs théoriques du sommet de l'arche pour les conditions du calcul ou, si on veut, la courbe de montée théorique qui sera étudiée plus loin.

Pour tous les couples de valeurs ε et α , voici les altitudes où la diffusion est négligeable.

TABLEAU XIX

ε	α	ALTITUDE (Km)	ε	α	ALTITUDE (Km)
— 0°,2	1°,4	25	— 1°,3	3°,3	67
— 0°,6	2°,0	35	— 1°,5	4°,5	78
— 0°,9	2°,5	50	— 2°,0	5°,7	90
— 1°,1	3°,1	62	— 2°,5	7°,3	90
			— 3°,5	11°,0	90

Pour des dépressions supérieures ou égales à -2° , l'altitude reste donc stationnaire, et comprise *aux environs de 90 km*. C'est l'altitude limite du « fond apparent » du ciel, dans le cas qui nous occupe.

3. INFLUENCE DE L'OZONE SUR LES RÉSULTATS PRÉCÉDENTS.

On vient en somme de fixer, sur la direction d'observation, la position d'un point où l'arche paraît localisée. Le volume élémentaire situé en ce point est éclairé par un rayon solaire dont la plus courte distance à la Terre est H (comptée sur AT , d'après les notations de la figure 23).

Donnons les valeurs de H dans quelques cas.

TABLEAU XX

ε	α	H (Km)	ε	α	H (Km)
— $0^\circ,2$ }	$0^\circ,5$	4,7	— $1^\circ,1$	$3^\circ,1$	17,5
	$1^\circ,4$	11,3	— $1^\circ,3$	$3^\circ,3$	21
	(sommet)				
	$2^\circ,5$	35	— $1^\circ,5$	$4^\circ,5$	24
— $0^\circ,6$	$2^\circ,0$	12,5	— $2^\circ,0$	$5^\circ,7$	37
— $0^\circ,9$	$2^\circ,5$	15	— $2^\circ,5$	$7^\circ,3$	41
			— $3^\circ,5$	$11^\circ,0$	42

Dès que la dépression dépasse $-2^\circ,5$, H ne croît guère plus et sa limite est 42 km environ.

Dans tous les cas, on a utilisé la répartition de l'ozone pour Arosa, correspondant à une épaisseur réduite au zénith de 0,284 cm.

On peut se demander ce que deviennent les valeurs du tableau XX si, la répartition restant la même, l'épaisseur réduite au zénith décroît : supposons,

TABLEAU XXI

ε	α	$\mathcal{H}$ (Km)	H (Km)	ε	α	$\mathcal{H}$ (Km)	H (Km)
— $0^\circ,2$ }	$0^\circ,5$	22	6	— $1^\circ,1$	$2^\circ,6$	85	38
	$1^\circ,4$	80	22	— $1^\circ,3$	$3^\circ,1$	86	38
	(sommet)						
	$2^\circ,5$	90	35	— $1^\circ,5$	$3^\circ,6$	87	39
— $0^\circ,6$	$1^\circ,6$	82	36	— $2^\circ,0$	$5^\circ,0$	88	40
— $0^\circ,9$	$2^\circ,2$	84	37	— $2^\circ,5$	$6^\circ,9$	89	41
				— $3^\circ,5$	$11^\circ,0$	91	42

par exemple $e = 0,200$ cm, et la courbe donnée par Götze pour Arosa avec cette valeur de e [25].

Les résultats des calculs établis d'après ces données, sont groupés dans le tableau XXI qui donne, en fonction de ε , la valeur α du sommet de l'arche, l'altitude $\mathcal{H}$ du « fond apparent » et celle H du rayon solaire au-dessus de A .

Des chiffres de ce tableau, on peut conclure :

1° Pour les faibles dépressions solaires les valeurs de α correspondant au sommet de l'arche sont *nettement plus faibles* que dans le cas précédent, tant que la dépression est inférieure à $-3^{\circ},5$.

2° Les valeurs de l'altitude $\mathcal{H}$ du « fond apparent » sont beaucoup augmentées, et dès les faibles dépressions, voisines de la limite 90 km.

3° Les valeurs de $\mathcal{H}$ correspondantes se tassent également près de la limite ; celle-ci, pour les fortes dépressions, ne change pas du tout et reste à 42 km.

B) Plafond de l'ozone.

La répartition adoptée dans ces calculs donnait une quantité d'ozone nulle à 45 km d'altitude, et entre 40 et 45 km, une quantité restante de l'ordre de 2 % de la quantité totale dans l'atmosphère comptée le long de la verticale.

Supposons maintenant que la teneur globale de l'ozone atmosphérique restant constante, la concentration décroisse un peu plus rapidement vers les altitudes élevées que dans le cas présent. On supposera par exemple $e = 0,284$ cm et une concentration nulle à 40 km, avec entre 35 et 40 km une quantité restante de l'ordre de 2 % de la quantité totale.

Reprenant les calculs permettant d'avoir les valeurs de α du sommet de l'arche, et celles de H qui correspondent en fonction de ε , on obtient les éléments suivants groupés dans le tableau XXII.

TABLEAU XXII

ε	α	H (Km)	ε	α	H (Km)
—	—	—	—	—	—
— $0^{\circ},2$	$1^{\circ},4$	11	— $1^{\circ},3$	$3^{\circ},1$	19,5
— $0^{\circ},6$	$2^{\circ},0$	12,2	— $1^{\circ},5$	$4^{\circ},3$	23
— $0^{\circ},9$	$2^{\circ},4$	14	— $2^{\circ},0$	$5^{\circ},4$	33
— $1^{\circ},1$	$3^{\circ},0$	16,5	— $2^{\circ},5$	$6^{\circ},6$	37
			— $3^{\circ},5$	$9^{\circ},3$	38

Pour les dépressions supérieures à $-3^{\circ},5$, H se maintient à 38 km, ce qui donne pour l'altitude $\mathcal{H}$ du « fond apparent » 83 km.

La comparaison des trois derniers tableaux montre que :

1° la limite de H est *en rapport étroit* avec l'altitude où la concentration de

l'ozone devient pratiquement négligeable (c'est-à-dire où la quantité d'ozone est inférieure à 2 % environ de la quantité totale contenue dans l'atmosphère).

On peut donc dire que : *la limite de H détermine le plafond de l'ozone atmosphérique.*

2° Pour les faibles valeurs de ε , les valeurs de α du tableau XXII sont à peu près identiques à celles du tableau XX. Or, dans les deux cas, l'épaisseur réduite au zénith est la même.

3° Par contre, si cette épaisseur réduite au zénith décroît, α diminue pour les mêmes valeurs de ε : voir nombres du tableau XXI.

En conséquence :

a) Pour les faibles valeurs de ε (inférieures à $-1^{\circ},3$), la courbe de montée dépend de la quantité totale d'ozone contenue dans l'atmosphère.

b) Pour les grandes dépressions (supérieures ou égales à $3^{\circ},5$), la variation de α pour le sommet de l'arche (courbe de montée) dépend essentiellement de l'altitude du plafond.

c) Entre $\varepsilon = -1^{\circ},3$ et $-3^{\circ},5$ existe une zone de transition, où la position du sommet de l'arche est fonction de la concentration totale de l'ozone et de sa répartition au sein de l'atmosphère.

4. INFLUENCE DE LA VAPEUR D'EAU.

On peut se demander si la vapeur d'eau modifie la montée de l'arche, et surtout l'altitude $\mathcal{H}$ du fond apparent et l'altitude H du dernier rayon solaire éclairant l'ultime élément diffusant.

Il est facile de calculer l'influence possible de ce corps.

Voici les résultats pour l'exemple où $\varepsilon = -0^{\circ},2$ et $\alpha = 0^{\circ},5, 0^{\circ},8, 1^{\circ},4$ et $2^{\circ},5$.

TABLEAU XXIII

$\alpha \backslash \varepsilon$	0°5		0°8		1°4		2°5	
	$\mathcal{H}$ (Km)	H (Km)	$\mathcal{H}$ (Km)	H (Km)	$\mathcal{H}$ (Km)	H (Km)	$\mathcal{H}$ (Km)	H (Km)
$-0^{\circ},2$	18	4,8	16	6	30	12	90	35

Ces résultats comparés à ceux du tableau XX ne montrent guère aucun changement. Pourtant, on a considéré des épaisseurs d'eau considérables et des affaiblissements de l'ordre de 0,2 en moyenne.

La vapeur d'eau atmosphérique ne modifie donc en rien la position du saut de brillance, ce que l'on savait déjà, *pas plus que la position de l'arche dans le ciel, ce qui est important.*

Si H est donné, $r_0 + H$ est constant.

Il sera constant, si, pour une certaine valeur de H , la quantité entre crochets est constante, c'est-à-dire si on a :

$$(2) \quad A = \operatorname{tg} \varepsilon + \left(\frac{1}{\cos \alpha} - \frac{H_0 + r_0}{H + r_0} \right) \frac{\cos \alpha}{\sin (\alpha - \varepsilon)} = \text{cte.}$$

Les valeurs de ε et α sont celles appartenant à une courbe de montée.

Si on prend par exemple les valeurs de ε et α portées au tableau XX, on a une valeur constante de A égale à 0,1210 pour $H = 42$ km, et pour toute dépression solaire supérieure à $2^{\circ},5$.

On retrouve donc la valeur limite du tableau XX.

On peut refaire les mêmes calculs avec les données du tableau XXII. On obtient $A = 0,1330$ pour $H = 38$ km et $\mathcal{H} = 95$ km ; et cela toujours pour les dépressions supérieures à $2^{\circ},5$.

Dans les deux cas, on retrouve la valeur du plafond de l'ozone et l'altitude du fond apparent obtenus par une autre voie.

En utilisant les éléments de courbes de montée observées, on peut donc déterminer le plafond de l'ozone, c'est-à-dire la limite à partir de laquelle ce gaz a un effet négligeable. Je vais développer cependant dans le chapitre suivant un moyen pratique d'utiliser les résultats de ces études.

CHAPITRE III

1. COURBES DE MONTÉE THÉORIQUES

A) *Tracé des courbes.*

Les éléments des tableaux XX, XXI et XXII permettent de tracer des courbes de montée théoriques de l'arche, en bon accord avec les courbes observées. Mais on peut utiliser les résultats du chapitre précédent pour établir une équation simple permettant une construction rapide des courbes de montée.

B) *Équation d'une courbe de montée.*

Pour les dépressions supérieures à $2^{\circ},5$, l'arche peut être considérée comme localisée sur une couche à 90 km d'altitude, et le point I de concours des directions d'observation peut être considéré comme fixe. On va donc établir une relation entre ε et α valable pour les dépressions supérieures ou égales à $2^{\circ},5$, c'est-à-dire dans les limites où la courbe de montée ne dépend pratiquement que du plafond de l'ozone.

Supposons l'observateur à l'altitude H_0 (3 km pour le Pic du Midi). Prenons pour valeur de H ($= AT$) la valeur ronde de 40 km et considérons la figure 31 établie suivant les principes déjà utilisés.

Plaçons I à 100 km d'altitude. Les points O et I sont fixes. Le triangle OPI se déforme de telle façon que P décrive un arc du grand cercle de la sphère de rayon $r_0 + H_0$.

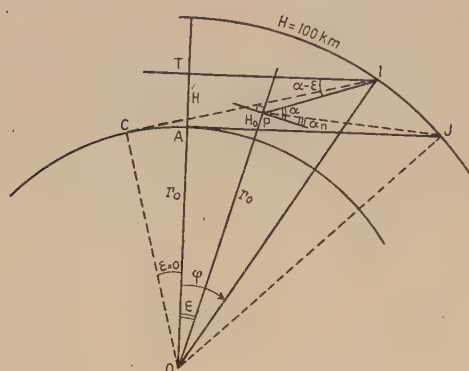


FIG. 31.

Les relations entre les côtés et les angles du triangle OPI permettent d'écrire :

$$\frac{OI}{\cos \alpha} = \frac{OP}{\cos (\varphi + \alpha - \varepsilon)}$$

ou,

$$\frac{r_0 + 100}{r_0 + 3} = \frac{\cos \alpha}{\cos (\varphi + \alpha - \varepsilon)}$$

soit, puisque $r_0 = 6\,368$ km.

$$(3) \quad 1,015 = \frac{\cos \alpha}{\cos (\varphi + \alpha - \varepsilon)}$$

or φ est connu, car $\cos \varphi = \frac{OT}{OI} = \frac{r_0 + 40}{r_0 + 100}$

$$\frac{OI}{r_0 + 100}$$

ce qui donne $\varphi = 8^\circ$, à 1/10 de degré près.

φ dépend de H, et varie en sens inverse de H.

L'équation (3) donne α en fonction de ε .

Si $|\varepsilon|$ croît de 0 à 8° , α varie de α_0 positif à 90° . Voici d'ailleurs α en fonction de ε , selon (6) :

TABLEAU XXIV

ε	α	ε	α	ε	α
—	—	—	—	—	—
+ 2°0	0	— 1°5	5°1	— 5°0	19°5
0	+ 1°9	— 2°0	6°4	— 5°0	32°5
— 0°5	3°1	— 3°0	9°0	— — —	— — —
— 1°0	4°0	— 4°0	12°0	— 8°0	90

L'équation (3) n'est correcte que si l'arche est « localisée »; c'est-à-dire pour les dépressions supérieures à $2^\circ,5$. Pour les valeurs plus faibles la courbe diffère très sensiblement de la courbe observée. On remarquera, cependant, que la relation (3) donne pour $\varepsilon = 0$ une valeur positive à α , et que la hauteur ne s'annule que pour une valeur positive de ε , et pas trop différente de celle observée.

On peut déterminer de la même manière des courbes théoriques pour diverses valeurs du plafond de l'ozone, par exemple pour $H = 35$ km, 40 km, 45 km etc...

Ce travail a été réalisé, et la famille de courbes obtenues est représentée par la figure 31 (les courbes sont limitées à $\varepsilon = -1^\circ,5$).

Pour avoir la courbe relative aux faibles dépressions, il faut, pour une répartition donnée d'ozone et diverses valeurs de l'épaisseur réduite, refaire les calculs présentés dans la deuxième partie de ce travail ; on a vu, en effet, que le début de la courbe de montée pouvait être pratiquement considérée comme fonction de l'épaisseur réduite d'ozone au zénith.

J'ai tracé sur la figure 32 les courbes ainsi calculées pour quelques valeurs de e et la répartition d'Arosa. Ces courbes sont valables de $\varepsilon = 0$ à $\varepsilon = -1^\circ$.

Entre -1° et $-2^\circ,5$, existent, suivant la transparence atmosphérique, la quantité d'ozone et la hauteur de son plafond, toute une série de courbes de transition joignant les deux tronçons de courbes.

Au chapitre I de cette troisième partie, j'ai indiqué que les courbes de montée observées se groupaient entre deux courbes limites.

L'étude qui vient d'être faite montre la possibilité de telles courbes limites définies par les deux valeurs extrêmes du plafond ou celles de l'épaisseur réduite au zénith.

2. APPLICATIONS.

Les courbes théoriques de la figure 32 permettent de déterminer aisément le plafond de l'ozone.

On porte sur un calque la courbe observée, et on la place sur le réseau de courbes de la figure 32, les axes de coordonnées coïncidant.

La partie comprise entre $\varepsilon = -3^\circ$ et -5° s'intercale entre deux courbes de cette figure (ou se confond avec l'une d'entre elles). On interpole à vue, et on a, à 2 km près, la valeur du plafond.

Le début des courbes de montée dépendant de e (épaisseur réduite au zénith), la position de la courbe observée par rapport aux courbes théoriques du début de la montée permet d'estimer e .

Malheureusement, au début de la montée de l'arche, il peut y avoir quelques anomalies dues à des impuretés atmosphériques.

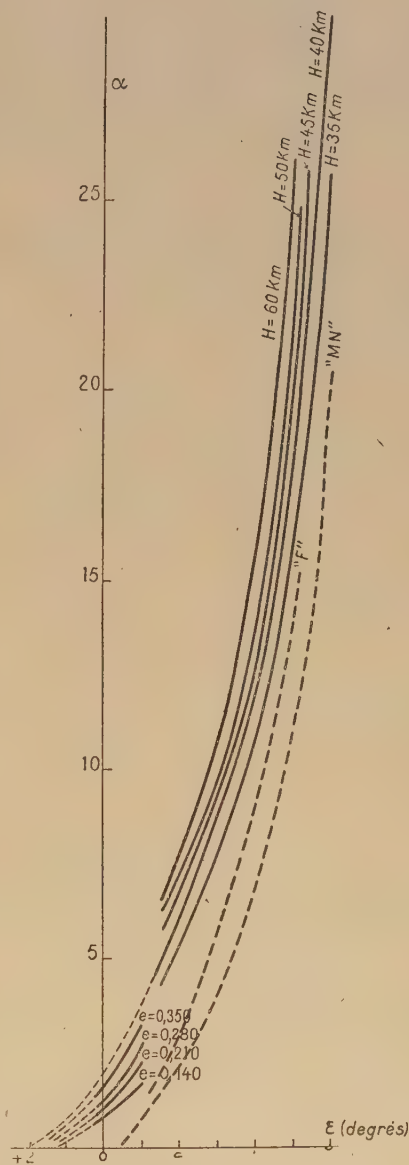


FIG. 32.

En effet, pour $\varepsilon = 0$, par exemple, les courbes de montée observées peuvent se placer :

a) soit dans l'intervalle :

$$0^{\circ},8' < \alpha < 1^{\circ},6$$

ce qui est normal, et se produit si l'atmosphère est très pure. On peut alors avoir la valeur de e (grossièrement) par les courbes de montée.

b) Soit dans l'intervalle :

$$2^{\circ},2 < \alpha < 4^{\circ}$$

si le temps est brumeux ou nuageux au voisinage de l'horizon

c) Soit encore (ce qui est très rare) dans l'intervalle :

$$0 < \alpha < 0^{\circ},6$$

Ce cas ne s'observe que si l'horizon du côté de l'ombre étant très pur, la lumière pourpre est très intense.

Il faut cependant bien remarquer que pour $\varepsilon = 0$ on n'observe jamais de courbes dont les valeurs de α occupent les intervalles $1^{\circ},6-2^{\circ}$ ou $0^{\circ},6-0^{\circ},8$.

Dans le cas b), la partie sombre observée pour ε voisin de 0 n'est pas l'arche véritable mais une ombre de nuages. A l'œil la chose a le même aspect, mais la couleur ne varie pas avec le temps. Le phénomène de l'Ombre de la Terre ne présente son aspect normal que lorsque l'arche émerge de l'ombre de la couche nuageuse qui la masquait (1).

3. COURBE THÉORIQUE DE LA MONTÉE DE LA BASE DE L'ARCHE.

A) On a vu qu'on peut considérer l'Ombre de la Terre comme localisée sur une couche appelée ici « fond apparent » et dont la position a été définie.

En considérant la figure 31, on conçoit que la largeur de l'arche doit être essentiellement limitée par le bas, du moins pour une certaine valeur de la dépression solaire, par le point J intersection de la couche « fond apparent » avec le rayon rasant AJ.

La largeur apparente de l'arche est donnée par la valeur de l'angle IPJ.

On peut calculer la fonction qui définira la montée du point J, en appliquant les principes du paragraphe 1.

La montée du point J est celle de la base de l'arche ou encore de l'ombre portée par la Terre sur son atmosphère, c'est-à-dire la « montée de la Nuit ».

(1) J'ai observé, à ce sujet, un phénomène intéressant de dissymétrie de l'ombre de la Terre, le 2 septembre 1948 vers 18 h 57 TU. Le couchant présentait d'un côté du Soleil une épaisse formation nuageuse ; de l'autre côté un léger voile cireux. — A l'anticouchant, on avait l'arche avec sa hauteur normale surmontée de leurs roses assez intenses, à droite de l'antisoileil, tandis que de l'autre côté, la hauteur de la zone sombre était de 2° plus élevée et d'une teinte différente. Le curieux phénomène a été photographié.

On a ici $H_0 = 3 \text{ km}$ $H = 0$, d'où $\varphi = 10^\circ, 2$. Voici les valeurs de α en fonction de ε .

TABLEAU XXV

ε	α	ε	α	ε	α
— $0^\circ, 5$	0	$3^\circ, 0$	$3^\circ, 9$	$6^\circ, 0$	$20^\circ, 5$
— $1^\circ, 0$	+ $0^\circ, 8$	$4^\circ, 0$	$6^\circ, 7$	— — — —	— — — —
— $2^\circ, 0$	+ $2^\circ, 1$	$5^\circ, 0$	$10^\circ, 7$	$10^\circ, 2$	90°

La courbe correspondante est tracée sur la figure 32 et marquée « MN ».

B) On peut également rechercher par un calcul analogue à celui effectué pour l'étude de l'arche quelle est la hauteur de la zone de contraste ciel-ombre portée par la terre, en fonction de ε . Cette zone entoure le cône d'ombre dont une génératrice est le rayon rasant passant en A.

Un calcul élémentaire a été publié assez récemment par R. FESSENKOFF [26]. D'après les données de ce calcul, j'ai pu déterminer les éléments de la montée de l'ombre véritable de la Terre.

C'est la courbe « F » de la figure 32.

5. REMARQUE.

En réalité, on n'a pas une zone d'ombre sous l'arche, mais au contraire une zone *plus éclairée à cause de l'albe*. Or, l'albe gêne précisément l'observation de la base de l'arche.

Les courbes « MN » et « F » montrent que l'ombre véritable de la Terre devrait être sous l'arche, donc beaucoup moins élevée que cette dernière ; les courbes théoriques sont, en effet, plus basses que les courbes les plus basses de montée de l'arche.

L'albe est donc « logée » à l'intérieur du cône d'ombre de la Terre, et chevauche avec la base de l'arche.

Quelles que soient d'ailleurs les hypothèses que l'on fasse sur la transparence atmosphérique pour déterminer la position de la zone ciel éclairé — cône d'ombre en fonction de la dépression solaire, on obtient des nombres qui sont en *désaccord criant* avec ceux qui définissent la montée observée de l'arche (de $0^\circ, 5$ à 4° au début du phénomène, et de 2° à 12° vers $\varepsilon = -5^\circ$). *Il ne paraît donc pas possible de considérer l'arche anticrépusculaire comme l'Ombre de la Terre sur son atmosphère.*

CONCLUSION GÉNÉRALE

En observant l'Ombre de la Terre, je désirais étudier la lumière pénétrant à l'intérieur du cône d'ombre porté par la terre sur son atmosphère.

La structure même des spectres m'a incité à voir dans l'arche autre chose que l'Ombre de la Terre sur son atmosphère.

J'ai donc tenté au cours de ce travail de préciser la nature même de ce phénomène et les circonstances de sa formation.

1. Le spectre de l'arche entre 4 100 Å et 6 500 Å présente une forte absorption sélective due à l'ozone. Cette absorption est plus faible dans le ciel juste au-dessus de l'arche. En plus de l'absorption par l'ozone existe une absorption supplémentaire vers 5 750 Å, celle de l'oxygène (surtout la bande α) et celle de la vapeur d'eau.

2. La brillance du ciel en fonction de la hauteur du point visé présente un saut de brillance qui varie avec la longueur d'onde comme le coefficient d'absorption de l'ozone. Un tel résultat est déjà incompatible avec l'hypothèse que l'arche est l'ombre de la terre.

3. Les spectres infrarouges de l'ombre de la terre montrent que la démarcation arche-ciel, si nette de 0^u,57 à 0^u,65 s'affaiblit pour des longueurs d'onde supérieures et disparaît dans le proche infra-rouge pour des longueurs d'onde supérieures à 0^u,75.

Ce résultat confirme le rôle de l'ozone, et explique l'impossibilité de photographier l'Ombre de la Terre en infra-rouge.

Les spectres infra-rouges ont permis de doser la vapeur d'eau et de montrer que son absorption est quasi constante aux environs de la limite arche-ciel : l'amplitude du saut n'en est modifiée que de quelques pour cent.

4. Pour vérifier les résultats d'observation précédents, j'ai calculé comment devrait varier la brillance du ciel anticrépusculaire pour une longueur d'onde donnée avec la hauteur du point observé.

Le calcul montre que l'absorption par l'ozone seul suffit à expliquer le saut de brillance.

La vapeur d'eau seule ne peut produire le saut observé, mais peut augmenter son amplitude, et modifier assez fortement la brillance générale du ciel anticrépusculaire.

5. Les observations spectrophotométriques de l'Ombre de la Terre ont été complétées par des observations *précises* de la montée des divers phénomènes, ainsi que par des observations qualitatives de leurs différents aspects. A l'aide des calculs, on a pu également s'assurer de l'objectivité de plusieurs notions suggérées par les observations.

En conclusion :

L'arche anticrépusculaire n'est pas la projection du cône d'Ombre de la Terre sur son atmosphère, mais un phénomène dû uniquement à la présence de l'ozone et à sa répartition particulière dans l'atmosphère.

La vapeur d'eau ne joue qu'un rôle secondaire en modifiant la brillance générale de cette région du ciel, et aussi en renforçant un peu, au niveau de ses bandes d'absorption, le contraste entre l'arche et le ciel.

L'intérieur du cône d'ombre de la Terre se trouve *sous l'arche*, mais est éclairé par l'albe, donc inobservable. L'albe comme la lumière pourpre, est due à des phénomènes assez complexes de diffusion.

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier ici Monsieur le professeur ROUSSET de la Faculté des Sciences de Bordeaux, qui m'a obligeamment permis d'utiliser le microphotomètre enregistreur de son laboratoire.

J'exprime également ma reconnaissance à tous ceux qui, d'une façon ou d'une autre, m'ont facilité l'exécution de ce travail.

TABLE ANNEXE I

ALTITUDE $\mathcal{H}$ (Km)	DENSITÉ DE L'AIR δ g/m ³	$n - 1$ EN 10 ⁻⁴ UNITÉ	N PARTICULE/CM ³ EN 10 ⁻¹⁹ UNITÉ	k EN 10 ⁻⁷ UNITÉ	R EN 10 ⁻⁷ UNITÉ	φ RADIAN	$\frac{1}{n \sin (\zeta - \varphi)}$
0	1 243	2,83	2,58	0,8424	0,1006	0	0,99877
1	1 117	2,54	2,29	0,7646	0,0913	0,0178	0,99890
2	1 005	2,29	2,02	0,7039	0,0840	0,0252	0,99910
2,86	920	2,09	1,83	0,6459	0,0762	0,0301	0,99922
3	906	2,06	1,81	0,6365	0,0760	0,0309	0,99926
4	816	1,86	1,64	0,5734	0,0684	0,0356	0,99944
5	735	1,64	1,41	0,5192	0,0620	0,0398	0,99962
7	595	1,36	1,17	0,4276	0,0510	0,0471	0,99997
10	416	0,95	0,83	0,2957	0,0353	0,0563	1,00049
15	192	0,43	0,378	0,1328	0,0159	0,0690	1,00134
20	87	0,20	0,170	0,0637	0,0076	0,0797	1,00216
25	41	0,093	0,0517	0,0452	0,0054	0,0891	1,00297
30	19	0,04	0,013	0,0340	0,0041	0,0976	1,00378
35	11	0,03	0,0086	0,0293	0,0032	0,1054	1,00458
40	8	0,02	0,0034	0,0271	0,0022	0,1127	1,00538
50	4,7	0,011	0,0018	0,0184	0,00013	0,1260	1,00699
70	0,27	0,00063	0,0001	0,0011	0,00010	0,1491	1,01022
90	0,13	0,00032	0,000035	0,0008	0,00000	0,1690	1,01348
100	~ 0	0	0,000031	0	0	0,1782	1,01511

TABLE ANNEXE II

H (Km)	VALEURS DE COS α $n \cos (\Phi + \alpha - \Delta \alpha)$
2,86	0,99878
3	0,99879
4	0,99896
5	0,99914
7	0,99949
10	0,99999
15	1,00084
20	1,00165
25	1,00244
30	1,00323
35	1,00402
40	1,00480
50	1,00637
70	1,00951
90	1,01264
100	1,01421

TABLE ANNEXE III

H (Km)	COEFFICIENT DE MAJORATION
0	1,0053
1	1,0047
2	1,0043
2,86	1,0037
3	1,0036
4	1,0033
5	1,0029
7	1,0024
10	1,0017
15	1,0008
20	1,0003
25	1,0001
30	1,000005
35 à 100	1

APPENDICE

I. ABSORPTION PAR L'OXYGÈNE.

Au cours de ces recherches sur l'Ombre de la Terre, on a négligé l'absorption par l'oxygène.

Il est possible de calculer la valeur de cette absorption à partir des courbes des figures 6 et 7, que l'on trace facilement dans n'importe quel cas.

L'oxygène présente plusieurs bandes d'absorption dans le domaine spectral considéré ici :

a) les bandes α (6 278 Å) et α' (5 995 Å) dues à O^2 ;

b) les bandes 6 290 Å, 5 770 Å, 5 325 Å, 4 774 Å, dues à la molécule $(O^2)^2$.

Pour étudier commodément l'absorption par $(O^2)^2$, M. Dufay (*Ann. Astroph.*, t. 5, n° 3-4, p. 15) a montré qu'il convenait de choisir la bande 4 774 Å. A cette absorption, se superpose seulement celle due à l'ozone, longuement étudiée ici, et que l'on déduit de la valeur de l'épaisseur effective de ce gaz. Par différence, on a donc la densité optique résultant de l'absorption par $(O^2)^2$.

Pour obtenir la quantité analogue relative à O^2 , on considère la radiation 6 290 Å, située dans la bande α , et en dehors de l'énorme maximum centré sur 6 278 Å.

Des courbes d'absorption, on tire l'absorption globale relative à $\lambda = 6\,290\text{ Å}$, dont on retranche celle de l'ozone, calculée comme ci-dessus. On a ainsi l'absorption par l'oxygène due aux molécules O^2 et $(O^2)^2$. L'absorption causée par cette dernière molécule peut être connue d'après les résultats de l'étude portant sur la bande 4 774 Å, puisque les coefficients d'absorption sont bien connus pour ces deux longueurs d'onde. En faisant la différence entre la densité totale relative à l'oxygène et celle due à $(O^2)^2$, on obtient la densité optique attribuable à O^2 , pour $\lambda = 6\,290\text{ Å}$.

Voir quelques valeurs numériques dans le tableau page 166.

Le calcul donne : densité pour $(O^2)^2$: 0,055 ($\lambda = 4\,774\text{ Å}$) et pour O^2 : 0,173 ($\lambda = 4\,290\text{ Å}$).

On remarque que l'absorption sélective de l'oxygène est pratiquement constante, et du même ordre de grandeur que celle que l'on peut calculer théoriquement, alors que l'absorption par l'ozone varie considérablement dans le rouge d'une observation à l'autre.

J'ai vérifié également que l'absorption par l'oxygène ne produisait aucune variation brusque de la brillance du ciel au niveau du sommet de l'Arche anticrépusculaire.

Étant donné la variation d'épaisseur effective d'ozone en fonction de la hauteur du point visé, on peut corriger les valeurs de la brillance observée et con-

12 août 1946 (soir) $\varepsilon = -0^{\circ},2$ $\alpha = 1^{\circ},4$

épaisseur effective d'ozone : 4,84 cm

$\lambda = 4\,774 \text{ \AA}$, valeurs des densités :

globale 0,080 ozone 0,024 $(0^2)^2$ 0,056

$\lambda = 6\,290 \text{ \AA}$, valeurs des densités :

globale 0,445 ozone 0,218 $(0^2)^2$ 0,049 0^2 0,178.

26 juillet 1947 (soir) $\varepsilon = -0^{\circ},2$ $\alpha = 1^{\circ},4$

épaisseur effective d'ozone : 4,49 cm

$\lambda = 4\,774 \text{ \AA}$, valeurs des densités :

globale 0,082 ozone 0,023 $(0^2)^2$ 0,059

$\lambda = 6\,290 \text{ \AA}$, valeurs des densités :

globale 0,420 ozone 0,202 $(0^2)^2$ 0,051 0^2 0,167

3 août 1947 (soir) $\varepsilon = -0^{\circ},2$ $\alpha = 1^{\circ},4$

épaisseur effective d'ozone : 5,34 cm

$\lambda = 4\,774 \text{ \AA}$, valeurs des densités :

globale 0,086 ozone 0,026 $(0^2)^2$ 0,060

$\lambda = 6\,290 \text{ \AA}$, valeurs des densités :

globale 0,469 ozone 0,240 $(0^2)^2$ 0,051 0^2 0,178

naître, ainsi, ce que donnerait une atmosphère dépourvue d'ozone, où n'entreraient en ligne de compte que l'absorption par diffusion et l'absorption sélective de l'oxygène.

Une telle opération fournit une courbe de brillance croissant *régulièrement et doucement* en fonction de la hauteur.

Le calcul théorique, conduit d'après la méthode exposée dans la deuxième partie de ce mémoire, confirme pleinement ce résultat, car l'oxygène est dilué dans toute l'atmosphère.

II. APPLICATIONS MÉTÉOROLOGIQUES POSSIBLES.

1. L'observation de vastes lueurs pourpres surmontant l'Arche indique, si elles sont intenses, l'approche d'une perturbation qui peut être encore fort éloignée de l'observateur, et bien en dessous de sa ligne d'horizon.

Ces lumières pourpres sont provoquées par des particules légères en suspension dans l'atmosphère, et le plus souvent par un léger voile de cirri très difficilement perceptible.

Le R. P. COMBIER (voir Bibliographie) avait d'ailleurs attiré l'attention sur ce point, il y a quelques années.

2. Les observations spectrophotométriques donnent, comme on l'a vu, l'épaisseur effective d'ozone traversé en fonction de la hauteur du point visé.

L'allure de ces courbes est étroitement liée à la répartition verticale de l'ozone. Il est d'ailleurs parfaitement possible d'en déduire celle-ci.

La variation en fonction du temps de l'épaisseur effective correspondant, par exemple, à la hauteur du sommet de l'Ombre de la Terre, permet d'avoir une idée de la variation de la quantité globale d'ozone atmosphérique d'un jour à l'autre.

On peut admettre que l'épaisseur effective est en gros proportionnelle à la valeur de l'épaisseur réduite d'ozone au zénith. Le coefficient de proportionnalité est difficile à déterminer. Mais le simple fait de savoir que l'atmosphère contient plus ou moins d'ozone est déjà un renseignement intéressant, puisque l'absorption des radiations ultra-violettes du Soleil dépend de ce gaz. Il s'ensuit très probablement des modifications dans les hautes couches atmosphériques, et il y aurait lieu d'essayer de rechercher quelque lien de cause à effet.

3. L'observation de la montée de l'Arche permet, dans le cas où l'atmosphère est bien claire, de connaître une valeur approchée de l'épaisseur d'ozone au zénith. En outre, ces mêmes courbes permettent de déterminer l'altitude à partir de laquelle la concentration de l'ozone cesse d'avoir un effet d'absorption sensible.

Je désigne cette altitude par « plafond de l'ozone ». Il s'agit, en fait, de l'altitude au-dessus de laquelle il reste moins de 2 % de la quantité globale d'ozone le long de la verticale du lieu d'observation.

Ce plafond est très variable d'un jour à l'autre ; j'ai obtenu, au cours de mes nombreuses observations, des valeurs comprises entre 36 km et 60 km.

Cette donnée, comme l'épaisseur d'ozone, a probablement son importance météorologique. Pour aller plus loin, il y aurait lieu de confronter ces résultats avec les renseignements que l'on pourrait tirer d'une carte donnant une coupe verticale de l'état de l'atmosphère.

Manuscrit reçu le 17 janvier 1951.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] H. B. de Saussure, *Voyage dans les Alpes*, t. II, 1876, paragraphe 113.
- [2] L. A. NECKER de Saussure, Sur une espèce particulière de rayons divergents qui ne se manifeste que longtemps après le coucher du Soleil. *Annales de Chimie et de Physique*, 1839, t. LXX, p. 113 et 226.
- [3] A. BRAVAIS, Observations sur les phénomènes crépusculaires. *Ann. Soc. météo. de France*, 1850, p. 185.
- [4] Dr D. WOLF, Beobachtungen über das Alpenglühen. *Mittheilungen der naturforschenden Gesellschaft*, Berne, 1853.
- [5] Dr A. HEIM, Lichterscheinungen der Atmosphäre im Gebirge. *Jahrbuch des Schweizer Alpen-Club*, n° 5, 1868-1869.
- [6] Dr G. HELLMANN, Beobachtungen über die Dämmerung. *Météor. Zeit.*, 1884, t. XIX, p. 57 et 162.

- [7] Dr A. RIGGENBACH, Beobachtungen über die Dämmerung, insbesondere über das Purpurlicht und seine Bezeichnungen zum Bishop sehen Sonnering, 1886, Bâle, *thèse*.
- [8] H. DUFOUR, Observations sur le phénomène de la recoloration des Alpes après le coucher du Soleil. *Archives des Sc. Physiques et Nat.*, 1896.
- [9] E. MARCHAND, *Les lueurs crépusculaires et les phénomènes connexes observés dans les Pyrénées en 1902, 1903, 1904.* (Brochure publiée par l'Auteur.)
- [10] E. ESCLANGON, Sur les illuminations crépusculaires. *C. R.*, 1908, 2^e semestre : t. CXLVII, n^o 8, p. 408.
- [11] DURAND-GRÉVILLE, L'Albe ou second crépuscule. *Bulletin de la Soc. Astr. de France*, janvier 1909.
- [12] P. GRUNER, Anwendung der Optik trüber Medien auf die Beleuchtung der Atmosphäre. *Helvetica Physica Acta*, Volumen V, Fascicules 1, 3 et 5, 1932.
- [13] P. GRUNER, Les phénomènes crépusculaires observés au Jung-frau-Joch, en 1932 et 1933. *La Météorologie*, juillet-août 1936, troisième série, n^o 4.
- [14] R. P. Ch. COMBIER :
 - 1. L'Observation de l'Ombre de la Terre.
 - 2. Note sur la photographie de l'Ombre de la Terre. *La Météorologie*, sept-oct. 1936, 3^e série, n^o 5 — juillet-déc. 1940, 3^e série, n^{os} 28, 29, 30.
 - 3. Sur quelques problèmes nouveaux posés par la photographie de l'Ombre de la Terre. *C. R.*, t. 208, p. 1520, 8 mai 1939.
- [15] J. DUBOIS, L'Ombre de la Terre. *C. R.*, 1946, t. 222, n^o 12, p. 671.
- [16] J. DUBOIS, Résultats de nouvelles recherches sur l'Ombre de la Terre. *C. R.*, 1948, t. 226, n^o 15, p. 1180.
- [17] J. GAUZIT et L. HERMAN, Spectre de la Lune éclipsee. *Ann. Astrophys.*, t. 5, n^{os} 3, 4, juillet-octobre 1943.
- [18] D. BARBIER, D. CHALONGE et E. VIGROUX, Étude spectrophotométrique de l'Éclipse de Lune des 2 et 3 mars 1942. *Ann. Astrophys.*, t. 5, n^o 1, janvier 1942.
- [19] Mme A. VASSY, Coefficient d'absorption de l'Ozone dans la bande de Chappuis. *C. R.*, t. 206, 1938, p. 1638.
- [20] MECKE et BAUMANN, Bandes d'absorption de la vapeur d'eau. *Zeits. für Physik*, 81, 1933, p. 445.
- [21] A. et E. VASSY, Appareil pour la mesure de l'épaisseur d'eau condensable dans l'atmosphère. *Publications scientifiques et techniques du Secrétariat d'État à l'Aviation*, 1941, n^o 175.
- [22] A. et E. VASSY, Rôle de la Température dans la distribution de l'ozone atmosphérique. *Journal de Physique*, 8^e série, t. II, n^o 3, 1941, p. 82.
- [23] GÖTZ, MEETHAM et DOBSON, The vertical distribution of ozone in the atmosphere. *Proc. of the Roy. Soc.*, série A, t. 145, 1934, p. 416 ; t. 148, 1935, p. 598.
- [24] VOJTĚCH LETFUS, Ombre de la Terre. *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*, vol. I, n^o 7.
- [25] F. W. Paul GÖTZ, Der Stand des Ozon Problems, *Vierteljahrsschrift des Naturforschenden Gesellschaft im Zurich*, LXXXIX, 1944, p. 257.
- [26] R. FESSENKOFF, On the earth Shadow. *Astrom. Journal of the Soviet Union*, t. 23, 1946, p. 191.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

La surface lunaire ; étude télescopique et photométrique.

Vu et approuvé :

Paris, le 15 Octobre 1950

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,
A. CHATELET.

Vu et permis d'imprimer :

LE RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS
JEAN SARRAILH.

